THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

GEORGES DUBOIS

INGÉNIEUR-ASSISTANT A L'UNIVERSITÉ DE CAEN

1re THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA TURBULENCE EN SOUFFLERIE
APPLICATION A LA TURBULENCE CRÉÉE PAR DES FILTRES
DANS UN COURANT D'AIR

2e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le *1938, devant la Commission d'Examen*

Jury — MM. BLANC — *Président.*
MM. ZORETTI, LE ROUX — *Examinateurs.*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547014_0026

CONTRIBUTION à l'ÉTUDE de la TURBULENCE en SOUFFLERIE

APPLICATION à la TURBULENCE CRÉÉE par des FILTRES dans un COURANT d'AIR

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

GEORGES DUBOIS
INGÉNIEUR-ASSISTANT A L'UNIVERSITÉ DE CAEN

1re THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA TURBULENCE EN SOUFFLERIE
APPLICATION A LA TURBULENCE CRÉÉE PAR DES FILTRES
DANS UN COURANT D'AIR

2e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le *1938, devant la Commission d'Examen*

Jury — MM. BLANC — *Président.*
ZORETTI
LE ROUX — *Examinateurs.*

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

MM.

Doyen : BLANC, Professeur.

Assesseur : ZORETTI, Professeur.

Doyen honoraire et Professeur honoraire : BIGOT, Correspondant de l'Institut.

Professeur honoraire : MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris.

Professeurs	ZORETTI	Mécanique rationnelle.
	BLANC	Physique et minéralogie.
	L. MERCIER	Zoologie et physiologie animale.
	CHAUVENET	Chimie générale.
	JANET	Calcul différentiel et intégral.
	DANGEARD	Géologie et paléontologie.
	F. MOREAU	Botanique.
	AUDIGÉ	Zoologie.
	BOUYGUES	Botanique.
Maîtres de conférences	Mme DESMASSIEUX	Chimie.
	LE ROUX	Physique.

Secrétaire : ROUX.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

A Monsieur L. ZORETTI,

Professeur à la Faculté des Sciences de Caen

A TOUS MES MAITRES

TABLE DES MATIÈRES

PAGES

Introduction 1

CHAPITRE PREMIER

Matériel employé et méthodes de mesures 3

I. — Soufflerie 3
II. — Pitots et tube explorateur 6
III. — Manomètre à alcool. 8
IV. — Capsule de Marey-Lafay. 9
V. — Balance. 12
VI. — Méthode du relevé des pressions sur une sphère 14
VII. — Mesure de la vitesse moyenne $\overline{V}$ quand un filtre est interposé à la sortie du collecteur 16
VIII. — Corrections à faire pour ramener les expériences aux conditions normales 18

CHAPITRE II

Définition de la turbulence 20

I. — Généralités 20
II. — Turbulence en soufflerie 22
III. — Définition du degré de turbulence 24
IV. — Condition de turbulence 26
V. — Influence de la turbulence sur la valeur du coefficient de résistance des sphères 32
VI. — Turbulence créée par des filtres. 35
VII. — Quelques recherches anciennes. 39

CHAPITRE III

Turbulence de la soufflerie employée 41

CHAPITRE IV

Développement de la turbulence à l'aval des filtres 46

I. — Naissance de la turbulence créée par des filtres.. 46
II. — Répartition de la turbulence à l'aval d'un filtre 47
III. — Comparaison d'un filtre simple et d'un filtre double au point de vue turbulence 57

PAGES

CHAPITRE V

Influence de la turbulence créée par des filtres sur le coefficient de de résistance des sphères 63

I. — Filtres lisses et rugueux de mêmes dimensions e et d 63
II. — Grillages quelconques 67
III. — Loi de correspondance de la turbulence relative et du nombre critique de Reynolds des sphères. 68
IV. — Étude de divers filtres à dimensions variables 69
V. — Correspondance de t' aux valeurs $\mathcal{R}_c$, t et $(t - t_x)$ pour $C = 0{,}3$. 75
VI. — Turbulence exprimée à partir de $\mathcal{R} = \text{cte}$. 78

CHAPITRE VI

Influence de la perte de charge. — Normalisation des tunnels 79

I. — Relation entre la perte de charge et la turbulence, dues aux filtres.. 79
II. — Normalisation des tunnels 83

Conclusion 85

Bibliographie. 89

INTRODUCTION

Ce mémoire est un essai sur la définition et la mesure de la turbulence en soufflerie, il aidera certainement à élaborer une définition strictement générale, nécessaire aussi bien au point de vue théorique que technique.

Dans tous les cas : que ce soit un écoulement dans une conduite; un écoulement autour d'un obstacle ou un écoulement entre deux cylindres tournants coaxiaux, on peut observer suivant les valeurs du nombre de Reynolds, deux régimes bien apparents : le régime laminaire et le régime turbulent, le régime intermédiaire ou « transitoire » est complexe il se divise en plusieurs régimes variant de deux à quatre suivant les cas.

Exemple : Ecoulement autour d'un obstacle;

— régime laminaire,

— régime transitoire { régime des tourbillons attachés, / régime des tourbillons alternés;

— régime turbulent.

Le régime turbulent, régime de complexité dans l'espace et dans le temps, se rencontre pratiquement presque dans tous les cas : écoulements dans les réalisations industrielles; courant d'air d'une soufflerie; atmosphère. Le problème de la turbulence est donc très important.

L'idée directrice de ce présent travail est la pensée d'Oseen « un mouvement est turbulent lorsque sa complication est telle que l'on renonce à en avoir une connaissance précise et que l'on se contente d'étudier un mouvement moyen ». Les résultats obtenus sont donc globaux.

Le premier chapitre passe en revue le matériel employé et expose les méthodes de mesures.

Le deuxième chapitre est consacré à la définition de la turbulence — il débute par un rapide compte rendu des théories modernes émises à ce sujet. Ensuite la turbulence en soufflerie est comparée à celle de l'atmosphère — l'allure périodique du vent ne se remarque pas en soufflerie. La définition de Dryden et Kuethe relative au degré de turbulence, y est critiquée, elle ne suffit pas pour définir un régime turbulent. L'étude de la répartition des fluctuations autour de la vitesse moyenne est nécessaire pour former ce que j'appelle la « condition de turbulence ». Cette étude statistique permet d'apprécier le caractère désordonné de la turbulence.

D'autre part, l'influence de la turbulence sur la valeur du coefficient de résistance des sphères, donne indirectement une méthode de mesure de la turbulence dans les tunnels; elle permet de comparer les filtres entre eux et de les classer au point de vue production de turbulence. Enfin, le chapitre se termine par quelques recherches anciennes.

Le troisième chapitre étudie la turbulence de la soufflerie utilisée pour les essais, étude nécessaire pour connaître ultérieurement la turbulence propre des filtres.

Le développement de la turbulence à l'aval des filtres est l'objet du quatrième chapitre.

L'étude porte sur deux filtres, composés de cylindres parallèles équidistants, l'un simple, l'autre double.

La région tourbillonnaire à turbulence variable — région située immédiatement à l'aval des filtres, est traitée dans tous ses détails.

A l'aide des enregistrements du carré de la fluctuation, on a pu construire les lignes à turbulence constante, dans un plan horizontal passant par l'axe de la soufflerie (cas du filtre simple), et dans un plan parallèle au filtre, situé à une distance connue de celui-ci (cas du filtre double).

Le chapitre se termine par la comparaison de ces deux filtres, et la critique des valeurs obtenues.

La cinquième partie de ce travail est consacrée à l'étude de la turbulence créée par divers filtres — étude directe par enregistrements, et indirecte par les valeurs du nombre critique de Reynolds des sphères.

Cette étude conduit à la loi de correspondance de la turbulence relative et du nombre critique de Reynolds précédent — loi importante puisqu'elle permet de connaître la turbulence par la mesure de ce nombre.

La suite de l'étude donne la correspondance du coefficient de turbulence des filtres; aux variables suivantes : nombre critique de Reynolds — degré de turbulence — degré de turbulence propre des filtres, pour un coefficient de résistance des sphères constant et égal à 0,3.

Le sixième chapitre lie la perte de charge à la turbulence — cette étude conduit à la normalisation des tunnels, en choisissant une turbulence « type » analogue à l'atmosphère « standard ».

Je ne puis commencer l'exposé de ce présent travail sans adresser mes remerciements émus à :

— M. Ludovic Zoretti, Professeur à la Faculté des Sciences, qui, avec bienveillance, dirigea mes travaux, — Maitre, à qui je dois le meilleur de ma formation intellectuelle.

— M. Pierre Leroux, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, dont les suggestions, les conseils et les critiques ont joué un rôle essentiel dans le développement de mes idées.

— Mon collègue et ami M. Alphonse Valès, Ingénieur civil, pour ses conseils et son aide au travail matériel.

Je ne saurai oublier ici M. l'Inspecteur Général Joux, Directeur du Service des Recherches de l'Aéronautique, qui rendit possible mes travaux par l'appui matériel de ses Services; qu'il veuille bien accepter mes remerciements respectueux.

Chapitre Premier

MATÉRIEL EMPLOYÉ et MÉTHODES de MESURES

I. — Soufflerie.

J'ai exécuté les recherches sur la turbulence créée par des filtres dans un courant, dans une soufflerie aérodynamique, que j'ai réalisée et mise au point à cet effet, au Laboratoire de Mécanique des Fluides de la Faculté des Sciences de Caen. Le diamètre (0,20 m) de la veine d'air, dont la section d'utilisation est très faible par rapport au diamètre de veine des souffleries habituellement

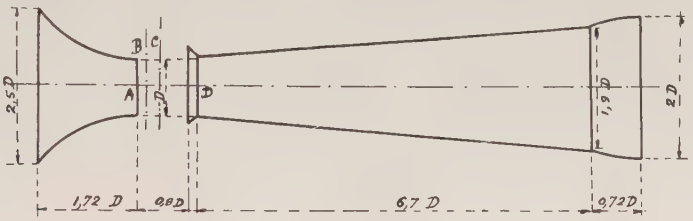

Fig. 1

employées dans les Services Techniques — la raison est d'ordre économique — on sait que l'on est rapidement limité dans cette voie, par la dépense d'énergie, pour une même vitesse du courant aérien, cette dépense croît comme le cube du volume d'air entraîné. On aboutit à des frais fantastiques, il faut par conséquent rogner soit sur la section, soit sur la vitesse.

A titre d'exemples — la soufflerie de Lille a une veine de 2,20 m de diamètre et la vitesse du courant est de 55 m/s, — puissance nécessaire : 200 ch.

La soufflerie de Chalais-Meudon a une veine elliptique ayant 16 m de largeur et 8 m de haut, — vitesse du courant d'air : 50 m/s, — puissance nécessaire : 6 000 ch.

La soufflerie que j'ai réalisée, du type « Eiffel » a été construite suivant le schéma indiqué par M. Rebuffet dans son ouvrage « Soufflerie aérodynamique à dynamomètres électrométriques du Service des Recherches de l'Aéronautique » (1).

La planche ci-jointe montre l'élévation et le plan de la soufflerie (voir aussi photographie).

Chambre d'expérience. — Fonctionnant par aspiration, la chambre d'expérience doit être étanche. Celle-ci est munie de deux portes vitrées avec joints feutrés, assurant ainsi une bonne étanchéité. On peut remarquer à l'intérieur de la chambre, les différents dispositifs pour les mesures. Des tubes en cuivre

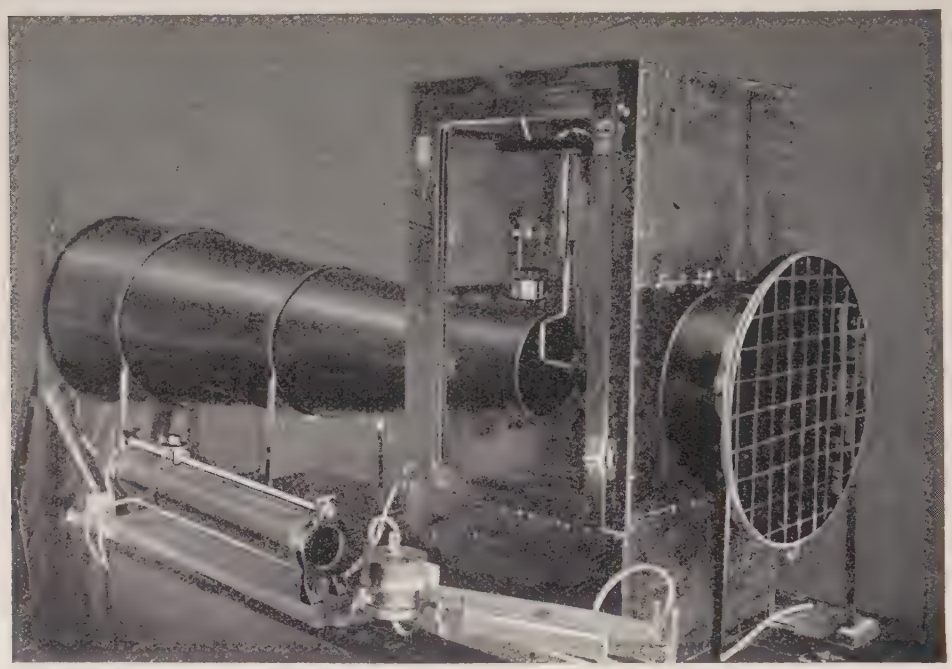

Fig. 2

traversant les parois de la chambre assurent par l'intermédiaire de tuyaux en caoutchouc, les liaisons du Pitot ou de la sphère (modèle), et de la chambre d'expérience aux manomètres.

Cette chambre est à une pression p_0 variable avec la vitesse V_0, égale à la pression statique dans la veine. Elle est reliée à la vitesse par le théorème de Bernouilli aux pertes de charge dans le collecteur près. Si p est la pression dans le hall où se trouve la soufflerie, et ξ_c les pertes de charge dans le collecteur par frottement et viscosité, on peut écrire :

$$p - p_0 + \frac{\rho V_0^2}{2} + \xi_c$$

$$(p - p_0) = \frac{\rho V_0^2}{2} + \xi_c, \tag{1,1}$$

avec :

$$q = \frac{\rho V_0^2}{2} = \frac{a V_0^2}{2g}$$

q = pression dynamique (pression génératrice de la vitesse V_0). ρ = masse spécifique de l'air dans les conditions de l'expérience. a = poids spécifique. La pression dynamique q se mesure avec un pitot double, alors que $(p - p_0)$ se mesure directement par la dépression dans la chambre.

Connaissant ces deux valeurs, on tire la valeur de ξ_c.

Collecteur. — Ce collecteur à profil convergent, offre au courant d'air aspiré des sections progressivement décroissantes. Son diamètre D dans la

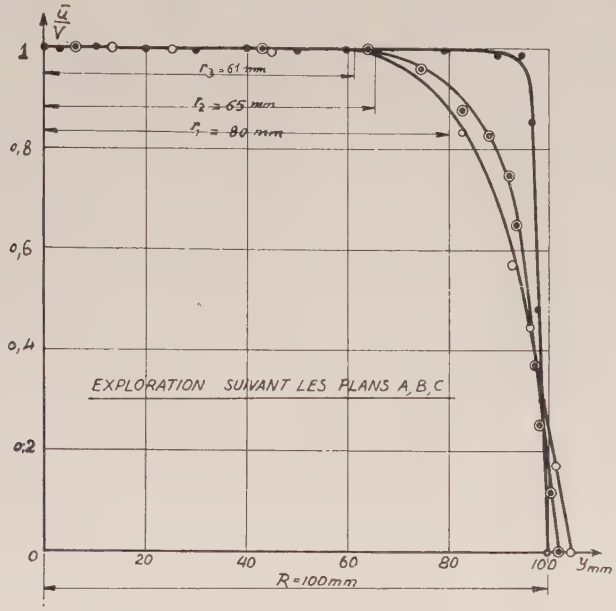

Fig. 3. — Distances x : plan A : $x = 0$; plan B : $x = 50$ mm ; plan C : $x = 100$ mm

section contractée est de 0,20 m (section libre de la veine). Le diamètre à l'entrée du collecteur est : 2,5 D = 0,50 m ; sa longueur 1,72 D = 0,34 m. Il est supporté par la chambre d'expérience.

Un filtre en nid d'abeilles, occupe la section d'entrée du collecteur; il est constitué par des cellules en tôle dont l'orientation est celle des troncs de pyramides ayant le même sommet sur l'axe de la soufflerie. Ce filtre empêche le mouvement tourbillonnaire de l'air à l'entrée du collecteur.

Diffuseur. — Le diffuseur est un cône dont l'angle au sommet est 8°. Le diamètre d'entrée est égal au diamètre de la section contractée du collecteur, soit D = 0,20 m. Le diamètre de sortie est 2 D = 0,40 m, sa longueur 1,50 m.

Exploration de la veine libre. — Elle se fait à l'aide d'un tube de Pitot double (voir plus loin), qui décrit un diamètre horizontal.

On prendra comme origine des coordonnées $x\,y\,z$ le centre o de la section circulaire de sortie du collecteur, et on portera en ordonnée le rapport $\frac{\overline{u}}{V_0}$,

$\overline{u}$ étant la vitesse moyenne de l'air en un point de la veine, et V_0 la vitesse moyenne correspondant au débit. La valeur de V_0 est donnée par la dépression dans la chambre d'expérience $(p - p_0)$.

L'exploration a été faite suivant les plans A, B, C (*fig.* 1).

On a vérifié que la pression dynamique q ne varie pas sur l'axe du tunnel, dans la veine libre, la vitesse est par conséquent constante de A à D (voir *fig.* 1 et 3). L'exploration du plan A suivant un diamètre horizontal montre que la vitesse est sensiblement constante, dans un rayon $r_1 = 80$ mm (rayon de sortie du collecteur R = 100 mm). Pour le *plan B* la vitesse est constante dans un rayon $r_2 = 65$ mm, et dans le *plan C* dans un rayon $r_3 = 61$ mm.

Le rayon de la veine utilisable est donc par conséquent de 60 mm, soit les 6/10 du rayon R, — ce qui est normal.

II. — Pitots et tube explorateur.

L'exploration du champ des vitesses a été effectuée au moyen d'un tube de Pitot double, système Poulenc (*fig.* 4). La pression dynamique $q = \frac{\rho V^2}{2}$ a pour valeur :

$$q = \alpha (p_d - p_s) \qquad \alpha = 1.$$

On peut remplacer le Pitot double par un *Pitot simple* placé dans le courant d'air, et communiquant avec un manomètre dont l'autre branche

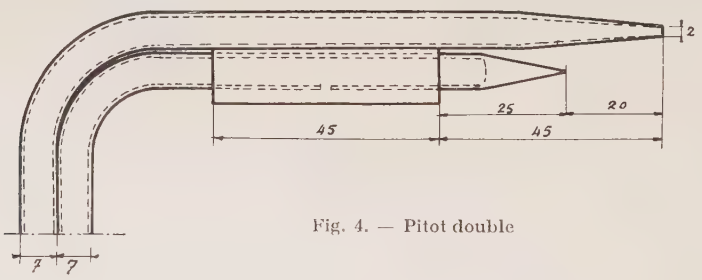

Fig. 4. — Pitot double

débouche dans l'air calme de la chambre d'expérience (pression p_0), dans ce cas il faut déterminer la valeur de α, en comparant les mesures avec celles du Pitot double :

$$q = \alpha (p_d - p_s) \qquad \alpha = 1{,}00.$$

Il a été préférable pratiquement, de tracer la courbe $p_d - p_o$ en fonction de q, une simple lecture suffit pour avoir q (voir courbe *fig.* 6).

Le tube explorateur (*fig.* 5) de diamètre intérieur 6 mm servira pour l'étude de la turbulence (voir plus loin capsule de Marey-Lafay, par conséquent,

on ne peut lui donner un petit diamètre sous peine d'amortir considérablement les oscillations de la pression dynamique. La courbe d'étalonnage (*fig.* 6) donne $\alpha = 0{,}99$.

Emploi du Pitot en régime turbulent. — Le Pitot mesure la pression dynamique, c'est-à-dire donne une indication proportionnelle au carré de la vitesse.

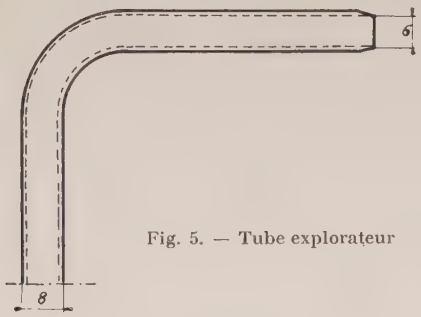

Fig. 5. — Tube explorateur

Soit un courant d'air turbulent, et soit q la pression dynamique variable en un même point de la veine, q est fonction du temps, t, l'enregistrement

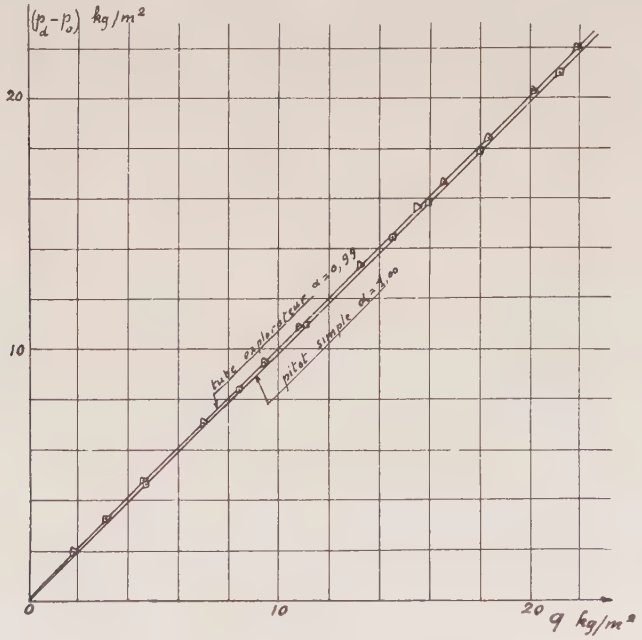

Fig. 6. — Étalonnage du tube de Pitot simple et du tube explorateur

de q donne une approximation de la courbe $q\,(t)$. La lecture faite au manomètre à alcool est la pression dynamique moyenne $\overline{q}$, qui a pour valeur :

$$(1{,}2) \qquad \overline{q} = \frac{1}{t}\int_0^t q\,dt = \frac{1}{t}\,.\,\textit{aire}\ o\mathrm{A}\ \textit{abcd}\ \mathrm{BO},$$

t étant un temps assez long.

La vitesse correspondant à $\overline{q}$ n'est pas la vitesse moyenne $\overline{u}$, mais la vitesse efficace U, et on a :

$$\overline{q} = \frac{\rho\, U^2}{2} \qquad \text{et} \qquad q = \frac{\rho\, u^2}{2},$$

ρ étant la masse spécifique de l'air.

En portant les valeurs de $\overline{q}$ et q dans (1, 2), on tire :

(1,3) $$U = \sqrt{\frac{1}{t}\int_0^t u^2\, dt}.$$

De la lecture du manomètre, on ne peut avoir que la vitesse efficace U, alors que la vitesse moyenne $\overline{u}$ est :

(1,4) $$\overline{u} = \frac{1}{t}\int_0^t u\, .\, dt.$$

U est toujours plus grand que $\overline{u}$.

La différence, entre U et $\overline{u}$, est faible dans les mesures en soufflerie, elle est d'autant plus grande que le courant est plus turbulent. Ce qui serait, suivant

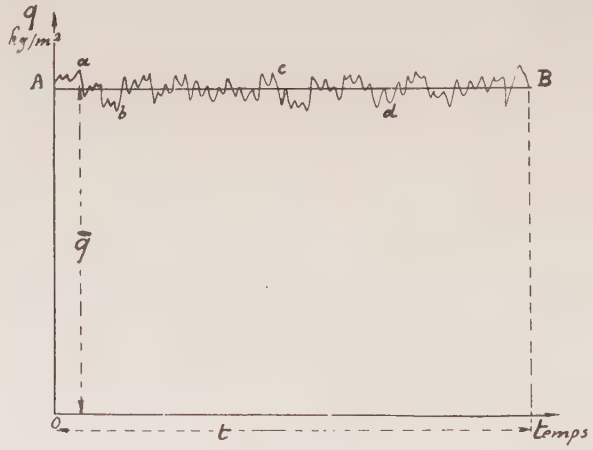

Fig. 7

l'expression de M. Bouasse (2), la condamnation pure et simple des tubes jaugeurs dans tous les cas où le mouvement n'est pas quasi régulier.

III. — Manomètre à alcool.

Composé d'un tube A en verre de diamètres, extérieur 9,5 mm et intérieur 2 mm (le ménisque reste perpendiculaire à l'axe du verre) réuni par l'intermédiaire d'un tube en caoutchouc au récipient B de diamètre 120 mm. Une règle graduée en mm, inclinée d'un angle α, supportant le tube A, peut tourner autour de l'axe O, α peut par conséquent varier de 0 à 90°. On pourra alors facilement mesurer de petites et de grandes pressions.

Soit H la lecture faite sous l'angle α, elle correspond à une hauteur verticale du liquide $h = H \sin \alpha$. Si le liquide employé est de l'eau, et si on exprime H en mm, on aura h en mm d'eau soit en kg/m², car il est facile de voir que 1 mm vertical correspond à une pression de 1 kg/m². Avec l'alcool, on a :

$$h_{kg/m^2} = \delta \, . \, H \sin \alpha.$$

δ densité de l'alcool.

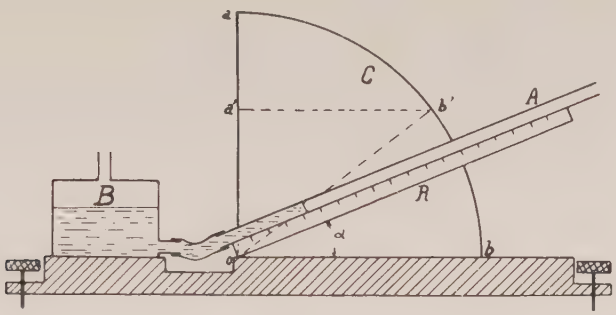

Fig. 8. — Manomètre à alcool

Pratiquement, au lieu de graduer le cercle C de 0 à 90°, on porte sur *oa*, les sinus 0,1, 0,2,..... 1 et on mène par les points tels que *a'*, une parallèle *a' b'* à *ob*. Le point *b'* correspond à l'angle dont le sinus est *oa'*. En appelant, inclinaison *i* la valeur de sin α, la valeur de *h* s'écrit : $h = i \, . \, \delta \, . \, H$.

Précision. — On peut lire facilement une valeur H = 1 mm, et prendre au moins $i = 0{,}02$ si $\delta = 0{,}84$ (densité de l'alcool), on aura :

$$h_{mm} = 0{,}02 \times 0{,}84 \times 1 = 0{,}017 \text{ mm d'eau.}$$

On peut donc mesurer une pression certaine de 0,02 mm d'eau, soit 1/50 de mm d'eau, et je crois qu'avec une extrême attention, on peut mesurer le 1/100 de mm d'eau, en prenant $i = 0{,}01$.

IV. — Capsule de Marey-Lafay.

On sait que dans un courant turbulent, la pression dynamique n'est pas constante, mais oscille irrégulièrement autour de sa valeur moyenne $\overline{q}$. Pour avoir cette variation, qui donnera une indication sur la turbulence du courant d'air à étudier, j'ai construit un manomètre différentiel à bras de levier optique suivant les indications de M. Lafay (3). Ce manomètre de courte période d'oscillation, donnera avec une plus grande précision les variations de la pression dynamique que le manomètre à alcool, qui ne suit pas exactement ces variations par suite de sa période propre d'oscillation qui est de l'ordre de la seconde.

Description de la capsule. — La membrane en baudruche AB sépare la capsule en deux parties C_1 et C_2. Les déformations qu'elle éprouve sous l'effet

des variations de pression déterminent par l'intermédiaire du système articulé *abc*, la rotation d'un miroir concave M sur lequel vient se réfléchir un rayon lumineux qui constitue le bras de levier optique.

J'ai construit le système amplificateur *abc* en pliant du papier de 0,2 mm d'épaisseur en *a*, *b* et *c*, et en limant les plis de façon à avoir de bonnes articu-

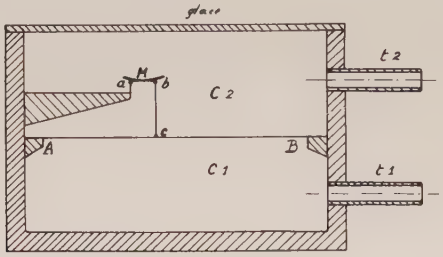

Fig. 9. — Capsule de Marey-Lafay

lations. La forme de cornière donnée aux sections des bras *ab* et *bc*, a pour effet, d'augmenter leur rigidité. Une glace à face parallèle fermant la chambre C_2 permet le passage du rayon lumineux qui vient se réfléchir sur le

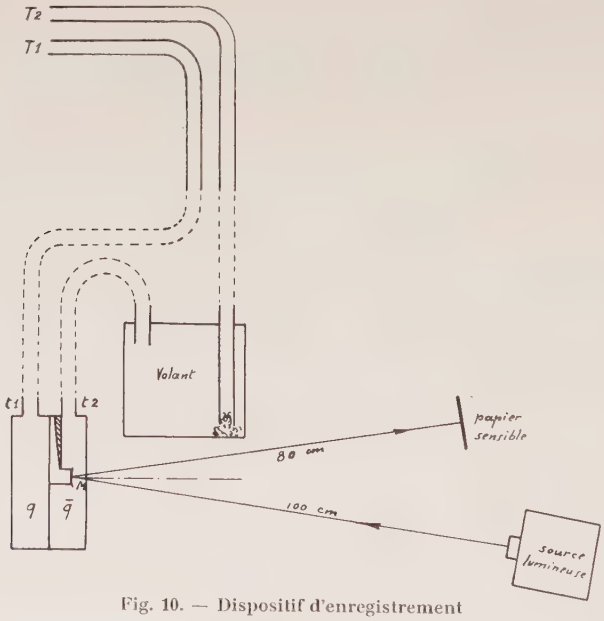

Fig. 10. — Dispositif d'enregistrement

miroir M, et enfin des ajutages t_1 et t_2 permettent la liaison aux tubes explorateurs T_1 et T_2.

Ces tubes T_1 et T_2, en cuivre de diamètre extérieur 8 mm, et intérieur 6 mm, aux bords minces, sont placés face au vent, et dans une même région.

L'air est mis en communication directe avec la chambre C_1 par le tube T_1, — dans le circuit $T_2 t_2$ est intercalé un récipient d'une dizaine de litres qui

joue le rôle de volant, en outre la circulation d'air est gênée par un tampon d'ouate. La chambre C_2 est donc maintenue sous une pression constante $\overline{q}$ alors qu'en C_1 agit une pression q variable. L'enregistrement sur un papier sensible donne donc $(q - \overline{q})$, c'est-à-dire les variations q' de la pression dynamique autour de sa valeur moyenne $\overline{q}$.

Les tubes explorateurs ayant un diamètre assez grand par rapports aux pitots ordinaires, permettront d'étudier la turbulence due aux filtres d'une manière globale.

Etalonnage de la capsule. — Le miroir M de la capsule est à 80 cm du papier sensible (enregistreur), et à 100 cm du foyer lumineux. Dans ces conditions, pour avoir les courbes d'étalonnage, il faut :

1° mesurer les déviations du point lumineux sur le papier sensible;

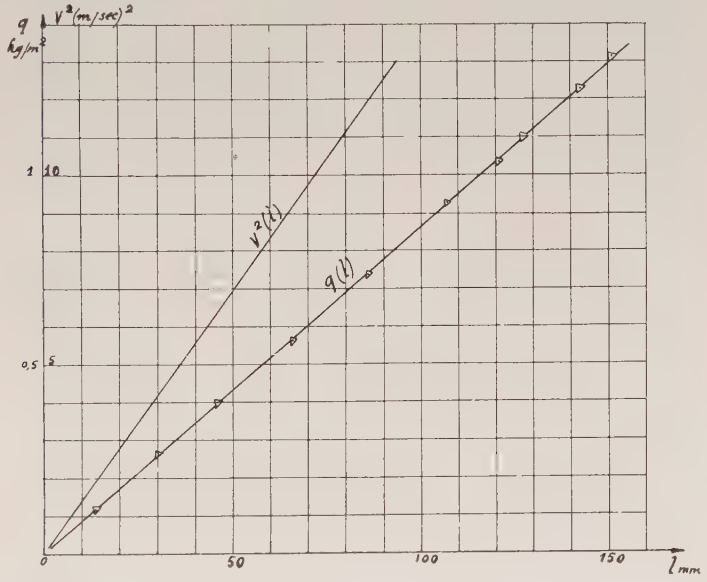

Fig. 11. — Étalonnage de la capsule Marey-Lafay

2° mesurer les pressions correspondantes avec un manomètre à alcool par exemple. On trace alors deux courbes, une donnant la pression dynamique q kg/m², l'autre le carré de la vitesse u en (m/s)² en fonction de la déviation l mm du point lumineux.

Cette capsule ne servant que pour mesurer les variations de q, donc pour de très faibles variations de pression, il est inutile de pousser l'étalonnage jusqu'aux valeurs élevées de q (d'ailleurs nous ne le pourrions pas, car les bras de levier *ab* et *bc* sont trop petits). Dans ces conditions, les courbes $q\ (l)$ et $u^2\ (l)$ obtenues sont des droites passant par l'origine des coordonnées.

On se rendra compte par la suite de la précision de cette capsule, qui est en somme de construction simple, — moins sensible évidemment que le fil chaud, mais nécessitant pour l'enregistrement aucun appareil cher, tel que le galvanomètre Einthoven.

V. — Balance.

On sait que l'on peut étudier la turbulence à partir de la résistance des sphères, à cet effet, j'ai construit une balance aérodynamique légère du type Eiffel. Elle comporte un levier rigide ABCDEF, en fer rond de 7 mm de diamètre, coudé quatre fois à angle droit, dont la partie médiane verticale oscille autour d'un point O (*fig.* 12 et 13). Le fonctionnement est évident. Un contrepoids P′ est nécessaire pour équilibrer la balance lorsque la sphère est enlevée.

Cette balance est sujette à des mouvements oscillatoires, qu'il est désirable d'amortir, pour augmenter la précision des lectures.

L'amortisseur est constitué par un plateau circulaire M, fixé au plateau supérieur $\mathfrak{L}$, se déplaçant dans un récipient N, plein d'huile. Cette liaison visqueuse amortit suffisamment la balance. Cette balance est très sensible, grâce à l'emploi de couteaux pour le levier ABCDEF, et le plateau $\mathfrak{L}$. En absence de vent, elle est sensible a l'action d'un poids de 1 décigramme.

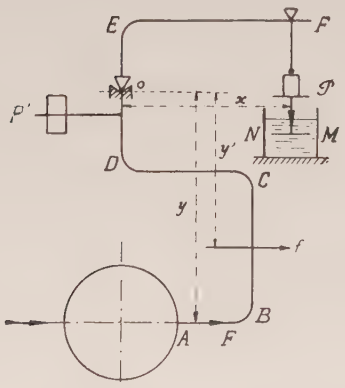

Fig. 12. — Schéma de la balance

Méthode de mesures. — La sphère est fixée en A, la balance étant équilibrée par une tare (aiguille au zéro), on met la soufflerie en marche, et on mesure la poussée F de l'air sur la sphère.

L'équilibre étant rétabli (aiguille au zéro), on à :

$$x \,.\, \mathfrak{L} = y' \,.\, f + y \,.\, \mathrm{F},$$

f étant la poussée du courant d'air sur la partie de balance qui se trouve dans la veine, il faut donc mesurer $y' f$.

Pour cette mesure, la sphère est enlevée de la balance — on rétablit l'équilibre (sans vent) — on met la sphère dans sa position primitive de façon à ne pas modifier les lignes du courant d'air. On a alors :

$$px = y' f,$$

p étant le poids mis dans le plateau.

Les équations précédentes donnent :

$$x\,\mathfrak{L} = px + y\,\mathrm{F},$$

d'où :

$$\mathrm{F} = \frac{x\,(\mathfrak{L} - p)}{y} = \frac{x\,\mathrm{P}}{y} \quad \text{en posant} \quad \mathrm{P} = \mathfrak{L} - p,$$

poids qui correspond à la poussée F.

La poussée F sur la sphère a pour valeur :

$$\mathrm{F} \quad \mathrm{C} \,.\, \frac{\sigma\,\mathrm{V}^2}{2} \,.\, \mathrm{S} \quad \mathrm{C} \,.\, q \,.\, \frac{\pi\,\mathrm{D}^2}{4},$$

avec $q = \frac{\rho V^2}{2}$ et S = surface du maître-couple,

(D étant le diamètre de la sphère).

La valeur du coefficient de résistance C est :

(1,5) $$C = \frac{4}{\pi D^2} \cdot \frac{F}{q}.$$

Unités. — D en mètres, F en kg et q en kg/m². J'ai expérimenté sur une sphère de 9,05 cm de diamètre, correctement vernie.

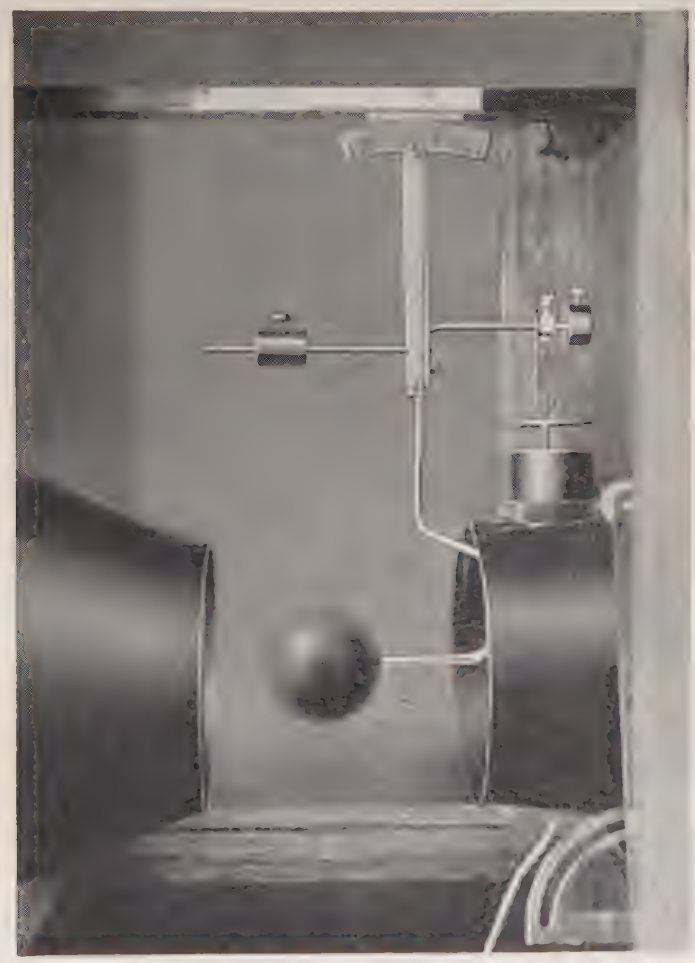

Fig. 5

La balance a été construite de façon que $y = 2x$ (on peut d'ailleurs faire varier ces valeurs, les couteaux étant réglables), par conséquent : $F = \frac{F'}{2}$ et la valeur de C devient : $C = 155 \cdot \frac{F'}{q}$.

VI. — Méthode du relevé des pressions sur une sphère.

Désignons par p_0 la pression dans la chambre d'expérience, p_m la pression réelle au point M, la sphère étant dans un milieu où règne une pression p_0, la pression relative au point M (*fig.* 14) est :

$$p = p_m - p_0.$$

On considère le rapport : $k = \frac{p}{q}$, c'est-à-dire le rapport de la pression relative au point M de la sphère $(\widehat{xoM} = \alpha)$ à la pression dynamique $q = \frac{\rho V^2}{2}$ (ρ masse spécifique de l'air dans les conditions de l'expérience).

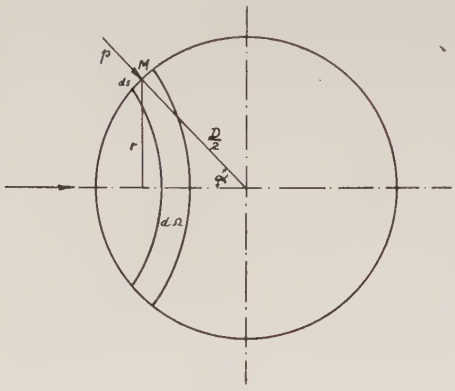

Fig. 14

En faisant varier l'angle α de 0 à 180°, q restant constant, on obtient la fonction $k(\alpha)$ (courbe 15).

Calcul du coefficient de résistance C. — La pression p sur l'élément de zone $d\Omega$ est constante. La force dF qui agit sur $d\Omega$ est :

$$p \,.\, d\Omega = k\, q \,.\, d\Omega, \qquad d\Omega = 2\,\pi\, r \,.\, ds,$$

$$ds = \frac{D}{2} \,.\, d\alpha \quad \text{et} \quad r = \frac{D}{2} \sin \alpha, \qquad d\Omega = \frac{\pi\, D^2}{2} \sin \alpha \,.\, d\alpha.$$

L'élément de force sur $d\Omega$ devient :

$$d\mathrm{F} = kq \,.\, d\Omega = kq\, \frac{\pi\, D^2}{2} \sin \alpha \,.\, d\alpha.$$

La force qui agit dans le sens du courant est :

$$d\mathcal{R} = d\mathrm{F} \cos \alpha = kq \,.\, \frac{\pi\, D^2}{4} \,.\, \sin 2\,\alpha \,.\, d\alpha.$$

La résistance de la sphère s'écrit :

$$\mathcal{R} = q \,.\, \frac{\pi\, D^2}{4} \int_0^{\pi} k \sin 2\,\alpha \,.\, d\alpha.$$

Le coefficient de résistance C étant défini par : $\mathcal{R} = C \cdot q \cdot \frac{\pi D^2}{4}$, sa valeur est alors :

(1,6) $$C = \int_0^{\pi} k \sin 2\alpha \cdot d\alpha.$$

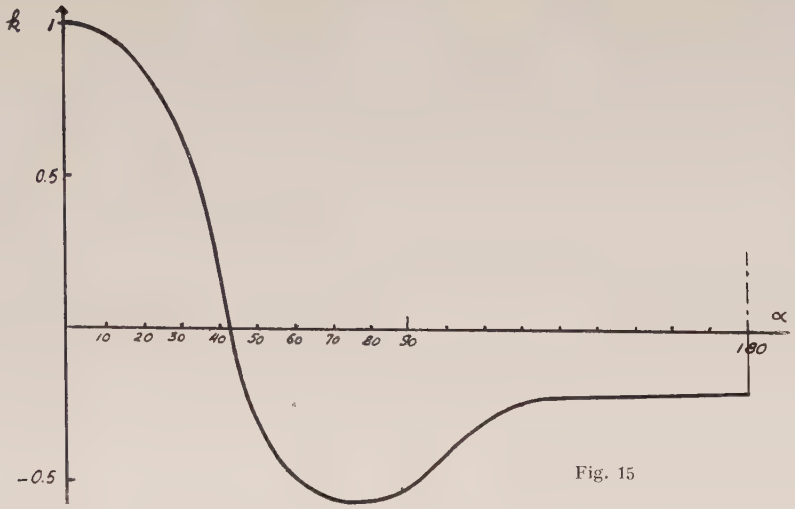

Fig. 15

A l'aide de la courbe k (α) précédente, on tracera la courbe $k \sin 2\alpha$ (α) (*fig.* 16).

La valeur de C sera : $C = S_1 - S_2 + S_3$.

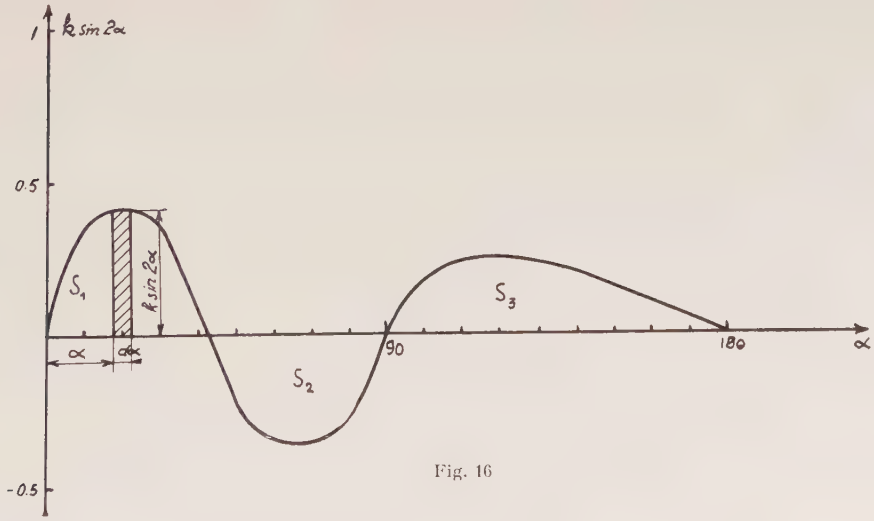

Fig. 16

Cette méthode du calcul de la résistance, évidemment longue, à l'avantage de faire connaître la distribution des pressions, alors que la balance ne mesure que la résistance totale.

VII. — Mesure de la vitesse moyenne $\overline{V}$, quand un filtre est interposé à la sortie du collecteur.

On a vu (p. 6) que le rayon de la veine utilisable est les 6/10 du rayon de la veine libre, soit $r = 60$ mm, et que la vitesse moyenne $\overline{u}$ en un point, est la même pour tous les points de cette région — sans filtre la vitesse moyenne $\overline{V}$ correspondant au débit dans la section utilisable est donc égale à $\overline{u}$.

Avec un filtre interposé à la sortie du collecteur, la vitesse moyenne $\overline{u}$ en un point varie avec y.

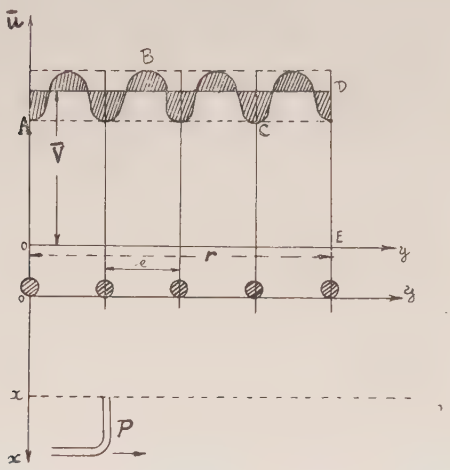

Fig. 17

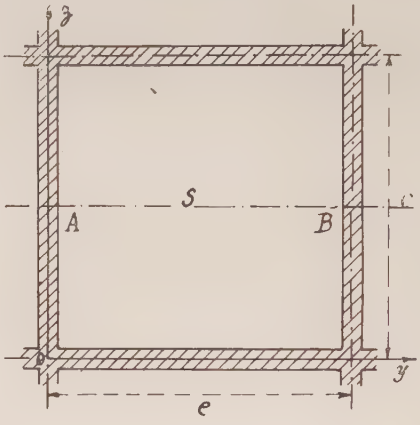

Fig. 18

Filtre simple composé de cylindres ou de lames parallèles (*fig.* 17). — Dans ce cas :

$$\overline{V} = \frac{1}{r}\int_0^r \overline{u}\,.\,dy, \qquad \overline{V} = \frac{\text{surf. OABCDE}}{r}.$$

Si la répartition de $\overline{u}$ est périodique comme dans le cas du filtre ci-contre, on peut écrire simplement :

$$\overline{V} = \frac{1}{e}\int_0^e \overline{u}\,.\,dy. \tag{1,7}$$

Il suffit alors de relever les pressions dynamiques q_1, q_2... q_n avec un Pitot tous les millimètres par exemple.

Les vitesses correspondantes sont $\overline{u_1}$, $\overline{u_2}$,... $\overline{u_n}$.

Dans les conditions types ($p = 760$ mm de mercure, et $t = 15°$), on a :

$$\overline{u_1} = 4\sqrt{q_1} \ \ldots \qquad \overline{u_n} = 4\sqrt{q_n}.$$

On peut alors tracer la courbe $\overline{u}\,(y)$.

Pratiquement, on peut calculer $\overline{V}$ directement en faisant la moyenne :

$$\overline{V} = \frac{\overline{u}_1 + \ldots + \overline{u}_n}{n} = \frac{4\,(\sqrt{q_1} + \ldots + \sqrt{q_n})}{n}.$$

En faisant la moyenne des pressions :

$$\overline{q} = \frac{q_1 + \ldots + q_n}{n},$$

on aurait la vitesse efficace U correspondant au débit :

$$U = 4\sqrt{\overline{q}}\,.$$

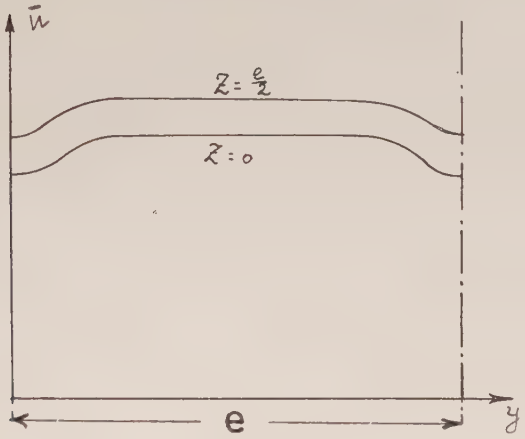

Fig. 19

Si la pression dynamique varie peu, on peut sans erreur appréciable, appliquer cette dernière formule, — dans ce cas $U \cong \overline{V}$.

Cas des filtres doubles en croix, nid d'abeilles, grillage, etc. — On relève dans une section parallèle au filtre, situé à une certaine distance x en aval, les valeurs de $\overline{u}$ en chaque point. On a alors $\overline{u}\,(y, z)$ (*fig.* 18).

La vitesse moyenne correspondant au débit est :

(1,8) $$\overline{V} = \frac{1}{S} \iint_s \overline{u}\,(y, z)\, dy\,.\,dz \quad \text{avec} \quad S = e^2,$$

intégrale que l'on peut mettre sous la forme :

(1,8′) $$\overline{V} = \frac{1}{e} \int_0^e dz\,.\,\frac{1}{e} \int_0^e \overline{u}\,(y, z)\, dy,$$

puisque y et z varient de O à e. $\overline{V}$ se détermine donc facilement à l'aide de la famille de courbes $\overline{u}\,(y)$ à $z = \text{Cte}$, z prenant les valeurs o, $z_1 \ldots$ $z = \frac{e}{2}$ (*fig.* 19) (méthode analogue à celle employée pour la turbulence moyenne, page 59).

Lorsque $\overline{u}$ est très variable, il est nécessaire d'employer cette méthode, qui est assez longue, mais qui donne un résultat absolument exact. Si $\overline{u}$ varie peu, on relève simplement les valeurs de $\overline{u}$ sur l'axe AB. Les valeurs $\overline{u_1}, \overline{u_2} \ldots \overline{u_n}$ seront les vitesses moyennes dans les sections : S_1, $S_2 \ldots$ S_n (approximatif). La somme des débits partiels est égale au débit total :

$$S_1 \cdot \overline{u}_1 + S_2 \cdot \overline{u}_2 + \ldots + S_n \cdot \overline{u}_n = (S_1 + S_2 + \ldots + S_n)\,\overline{V}$$

d'où :

$$\overline{V} = \frac{S_1\,\overline{u}_1 + \ldots + S_n\,\overline{u}_n}{S_1 + \ldots + S_n}. \qquad (1,8'')$$

VIII. — Corrections à faire pour ramener les expériences aux conditions normales.

On choisira la pression $p_0 = 760$ mm de mercure, soit 10 332 kg/m², et la température $t_0 = 15°$ centigrades, soit $T_0 = 273 + 15 = 288°$ absolus (atmosphère standard ou atmosphère type, proposée en 1919 par le Service Technique et adopté par les Etats signataires de la Convention Internationale du 13 octobre 1919 sur la Navigation Aérienne). Dan sces conditions, le poids spécifique de l'air est $a_0 = 1{,}225$ kg/m³.

Pour une même vitesse V du courant d'air, on a :

$$q_0 = \frac{a_0\,V^2}{2\,g} \quad \text{(conditions normales)},$$

$$q = \frac{a\,V^2}{2\,g} \quad \text{(conditions de l'expérience)},$$

d'où on tire :

$$q_0 = \frac{a_0}{a} \cdot q.$$

La loi de Mariotte-Gay Lussac donne :

$$a = a_0 \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \frac{p}{p_0},$$

q_0 devient :

$$q_0 = q \cdot \frac{T}{T_0} \cdot \frac{p_0}{p} = q \cdot \frac{T}{288} \cdot \frac{760}{p}. \qquad (1,9)$$

Unités :

q_0 et q en *mm d'eau ou en kg/m²*,
T en degrés absolus,
p en mm de mercure.

Valeur de la vitesse :

(1,10) $$V = \sqrt{\frac{2\,g \cdot q_0}{a_0}} = 4\sqrt{q_0}\,.$$

q_0 en mm d'eau ou kg/m²,
V en m/s.

Nombre de Reynolds.

$$\mathcal{R} = \frac{VD}{\nu}\,.$$

Dans les conditions normales, le coefficient de viscosité cinématique de l'air a pour valeur : $\nu = 0{,}144.10^{-4}$ m²/s (dimension $L^2\,T^{-1}$) dans le système MKS :

(1,11) $$\mathcal{R} = 69\,400\,VD.$$

Unités : V en m/s et D en mètres.

CHAPITRE II

DÉFINITION de la TURBULENCE

I. — Généralités.

BOUSSINESQ (4) avait déjà groupé les mouvements des fluides en deux catégories : les « mouvements réguliers et bien continus » et les « mouvements tourbillonnaires et tumultueux ».

Il définit dans un mouvement turbulent, le mouvement moyen « variant d'une manière bien continue dans le temps et dans l'espace » et le « mouvement d'agitation tourbillonnaire » se superposant au premier.

Si $\vec{V}$ est la vitesse instantanée en un point, on a : $\vec{V} = \vec{\overline{V}} + \vec{V}'$; $\vec{\overline{V}}$, vitesse du mouvement moyen, et $\vec{V}'$ vitesse du mouvement d'agitation. Soient uvw, $\bar{u}\bar{v}\bar{w}$ et $u'v'w'$, les composantes respectives de $\vec{V}, \vec{\overline{V}}$ et $\vec{V}'$ suivant les axes de coordonnées xyz, on a :

$$(2,1)\quad \left\{ \begin{array}{l} u = \overline{u} + u' \\ v = \overline{v} + v' \\ w = \overline{w} + w' \end{array} \right\} \quad \text{avec} \quad (2,2)\quad \left\{ \begin{array}{l} \overline{u} = \dfrac{1}{t}\displaystyle\int_0^t u \,.\, dt \\ \overline{v} = \dfrac{1}{t}\displaystyle\int_0^t v \,.\, dt \\ \overline{w} = \dfrac{1}{t}\displaystyle\int_0^t w \,.\, dt \end{array} \right.$$

t étant un temps assez long.

Les moyennes $\overline{u'}\,\overline{v'}\,\overline{w'}$ sont nulles, mais on pourra étudier les valeurs absolues $|\overline{u'}|, |\overline{v'}|, |\overline{w'}|$, les moyennes quadratiques $\sqrt{\overline{u'^2}}, \sqrt{\overline{v'^2}}, \sqrt{\overline{w'^2}}$, qui sont toutes différentes de zéro dans un mouvement turbulent. Dans un écoulement laminaire, ces moyennes sont nulles, car $u' = v' = w' = 0$.

Notre but n'est pas de répéter des considérations devenues classiques, mais d'examiner, et de préciser le sens qu'il faut donner au mot « turbulence ». On sait que la courbe des vitesses à travers une section perpendiculaire à l'axe d'un tuyau circulaire possède la forme parabolique pour des vitesses assez lentes (loi de Poiseuille), c'est le cas du régime laminaire. REYNOLDS a montré que la turbulence intervient pour une valeur critique de $\mathcal{R} = \dfrac{V\,D}{\nu}$, D étant le diamètre du tuyau, et ν le coefficient de viscosité cinématique.

Pour un nombre de Reynolds $\mathcal{R}$ inférieur à une certaine valeur $\mathcal{R}_1$ limite de l'écoulement laminaire stable, l'écoulement se fait alors par filets conservant leur individualité ($u' = v' = w' = 0$).

Si le débit augmente, c'est-à-dire si la vitesse des particules augmente, le régime devient instable, et le courant peut rester laminaire, ou devenir turbulent jusqu'à une certaine valeur de $\mathcal{R} < \mathcal{R}_2$ ($\mathcal{R}_2 > \mathcal{R}_1$). Dans cette région de « transition », il est très difficile de conserver le régime laminaire, car les plus petites perturbations initiales font apparaître le régime turbulent. Pourtant Reynolds et Ekman prolongèrent la vie de l'écoulement laminaire en expérimentant avec de très grandes précautions. Pour $\mathcal{R} > \mathcal{R}_2$, l'écoulement ne peut être que turbulent, une particule fluide en un point donné, et en un instant donné ne conserve plus son individualité, les divers filets de courant tendent à se mêler.

Une expérience due à Reynolds montre facilement les différents régimes d'écoulements. Si on fait arriver un filet coloré dans un tube où s'écoule de l'eau par exemple, on constate qu'aux faibles vitesses, ce filet dessine une courbe régulière parallèle à l'axe, sans se mêler au reste du liquide. Si on augmente la vitesse, le régime laminaire peut subsister au début, mais il se forme près des

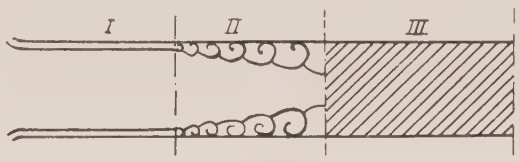

Fig. 20

parois, des tourbillons réguliers avec une périodicité marquée, et qui peuvent, soit s'amortir à l'aval, ou au contraire s'amplifier; alors les perturbations ne s'amortissent plus, le filet se tortille et se diffuse rapidement dans la masse d'eau, le régime est devenu turbulent.

Si le tuyau a une longueur de l'ordre de vingt fois son diamètre, on pourra examiner ces trois régimes (5) plus ou moins distincts.

Dans la région II (*fig.* 20), $\vec{u'}$ varie d'une façon périodique. Dans la région III, $\vec{u'}$ varie d'une façon désordonnée, c'est dans ce cas *seulement qu'il y a turbulence.*

Les trois types d'écoulements I, II, III, se retrouvent soit simultanément, soit successivement dans tous les cas, et que par conséquent les considérations précédentes ont une portée générale.

Il est possible d'appliquer à la région II, avec de grandes difficultés sans doute, les équations générales de l'hydrodynamique, pour calculer la répartition des vitesses; dans la région III, qui est brassée en tous les sens dans la plus violente agitation, seule la méthode statistique est applicable, et aujourd'hui plusieurs savants construisent les bases d'une nouvelle mécanique des fluides, qui est statistique.

Au point de vue théorique, les premières idées claires émises à ce sujet sont celles de Reynolds (6), puis en 1925 Prandtl (7) admet un libre parcours moyen des masses en fluctuation. En 1932, Taylor (8) élabore une théorie conduisant à des expressions analogues à celles de Prandtl, enfin, Karman (9) se borne à une hypothèse générale de valeur purement statistique, et introduit des fonctions universelles relatives à un écoulement turbulent.

MM. Debedant, Schereschewsky et Wehrlé (10) adoptent dans la théorie de la turbulence, un point de vue résolument statistique, sur une base beaucoup plus large que celle de Karman. Ils posent une décoordination complète dans l'espace et dans le temps du mouvement perturbé.

Toute propriété du mouvement turbulent ne doit alors se traduire que par une relation entre les paramètres statistiques des lois de distribution des vitesses perturbées autour d'un instant donné, pour les différents points du fluide, et non entre les vitesses elles-mêmes en ces points.

Ils montrent le rôle fondamental joué par la notion d'échelle, qui seule, classe, et permet l'interprétation des résultats expérimentaux. Les unités sont alors différentes suivant que l'on étudie l'atmosphère, ou le courant d'air d'une soufflerie.

L'échelle la plus élevée (11) pour l'atmosphère est celle du globe terrestre, puis vient l'échelle synoptique (échelle des bureaux météorologiques), ensuite l'échelle du « laboratoire ». A la limite si on admet le point de vue de la théorie cinétique, on aboutit à l'échelle moléculaire. C'est, suivant l'expression de M. Kampé de Fériet, « le chaos moléculaire qui est le terme final de cette cascade de turbulences, emboîtés les unes dans les autres comme des poupées gigognes ».

En terminant ce tour d'horizon, il ne faut pas oublier la belle étude de M. Kampé de Fériet (12) « l'état actuel du problème de la turbulence » où l'on trouve des considérations très étendues sur la définition de la turbulence, ainsi qu'une bibliographie des plus complètes (208 ouvrages ou articles).

L'auteur constate que nulle part, on ne trouve de définition précise et claire d'un terme si commode, et il ajoute « un critique tant soit peu malveillant, insinuerait que le clair obscur, où baigne le concept, n'a sans doute pas été étranger à la vogue du mot : que risque-t-on à attribuer avec générosité un qualificatif dont une définition stricte ne limite pas le domaine ? »

II. — Turbulence en soufflerie.

Dans ses leçons faites au Collège de France, le Docteur Magnan (13) définit la turbulence atmosphérique ainsi : « Etant donné une masse d'air au repos ou animée d'un mouvement d'ensemble de translation uniforme $\vec{V}$, on considère comme turbulence tout mouvement supplémentaire à vitesse $\vec{V'}$ variable, en grandeur ou direction qui peut se superposer à cette translation », on a toujours $\vec{V} = \vec{V} + \vec{V'}$. L'auteur expose au vent des appareils enregistreurs de la vitesse (*fig.* 21), et de la direction de ce vent. Les appareils étant groupés

en un point, il enregistre sur une bande sans fin les valeurs de la vitesse instantanée $\vec{V}$ de ce vent, son inclinaison α, et son orientation β par rapport au lit moyen du vent.

Il définit l'accélération Γ de la turbulence de l'air par l'expression :

$$\vec{\Gamma} = \vec{\gamma} + \vec{V}_\omega,$$

$\omega = \frac{d\alpha}{dt}$ = vitesse angulaire du vent, $\vec{\gamma}$ accélération $= \frac{dV}{dt}$; $\vec{V}_\omega$ est la variation instantanée de la vitesse du vent due à sa rotation.

On pourrait appliquer cette méthode au courant d'air d'une soufflerie, mais il est préférable d'étudier les composantes $\overline{u}, \overline{v}, \overline{w}$ et u', v', w'.

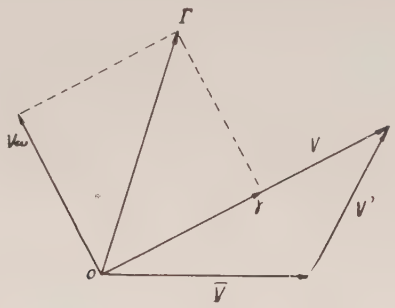

Fig. 21

D'ailleurs l'écoulement moyen est dirigé suivant l'axe de la soufflerie (axe des x). On aura simplement :

$$(2,3) \qquad \overline{u} = \overline{V} \quad \left\{ \begin{array}{l} u = \overline{u} + u' \\ v = v' \\ w = w'. \end{array} \right.$$

Longueur de perturbation. — Dans le phénomène du vent, on peut parler de « longueur de perturbation » λ, laquelle serait la « longueur d'onde », si le phénomène était vraiment périodique. On pose $\lambda = \overline{V} \,.\, T$, T étant la période du vent turbulent, la longueur λ reste comprise (14) entre 369 et 391 mètres pour un vent de vitesse moyenne variant de 3,8 m/s à 9 m/s. Donc λ a une valeur sensiblement constante de 375 mètres environ. Cela serait intéressant de trouver une longueur d'onde sensiblement constante dans le cas de la soufflerie, et des filtres, mais le courant au contraire varie d'une façon désordonnée. On peut s'en rendre compte sur les enregistrements que j'ai faits d'abord sans filtre à la sortie du collecteur (*fig.* 22) (enregistrement I) et ensuite avec filtre (enregistrement II).

D'ailleurs Dryden (15) trouve à l'aide de l'anémomètre à fil chaud que la loi de variation de la vitesse en fonction du temps dans un tunnel aérodynamique est très complexe, la vitesse oscillant autour d'une valeur moyenne avec une période qui, dans quelques cas, est très longue (jusqu'à 30 secondes), il

observe en outre, des harmoniques de fréquences diverses, même de l'ordre du centième de seconde, ou moins encore.

Les harmoniques d'ordre supérieur augmentent généralement avec la présence de *grilles de régulation*; c'est l'inverse pour les oscillations à longues périodes. Les oscillations à longues périodes sont analogues à la région II (écoulement dans le tuyau précédent) où $\vec{V'}$ varie d'une façon périodique, de même que les harmoniques à fréquences diverses, forment la vraie turbulence (région III de l'écoulement dans le tube), alors $\vec{V'}$ varie d'une façon désordonnée.

Je crois qu'il serait nécessaire de se mettre d'accord une fois pour toutes sur la précision du mot « turbulence » et par conséquent lui attribuer son sens exact (cas de la région III).

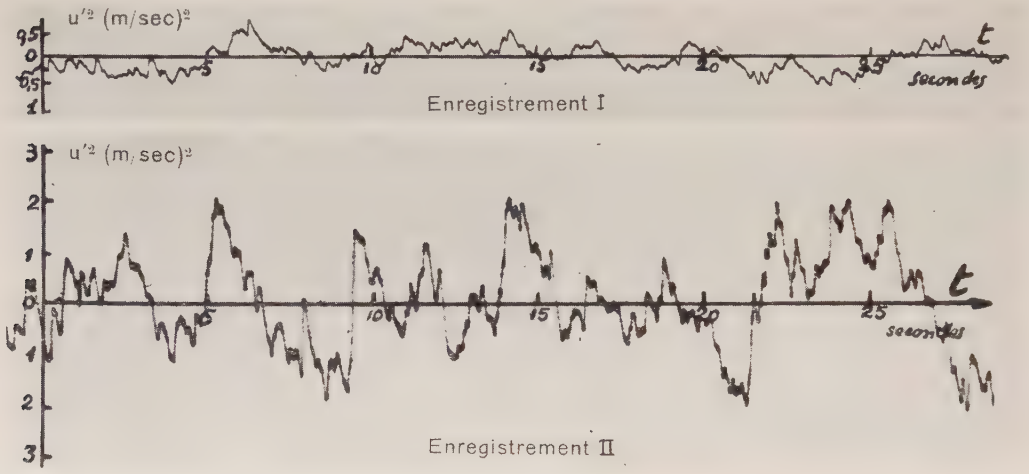

Fig. 22

III. — Définition du degré de turbulence.

Dryden et Kuethe (16) définissent la turbulence en un point comme le rapport entre deux éléments :

1° la racine carrée de la moyenne des carrés des écarts de la vitesse en ce point à partir de la vitesse moyenne;

2° la vitesse moyenne au point considéré.

D'après cette définition, une turbulence de 1 % correspond à une fluctuation de la vitesse égale à 1,4 % de part et d'autre de sa valeur moyenne.

Elle est, d'après les auteurs, préférable à toute autre définition qui ferait intervenir une caractéristique spatiale de la turbulence, par exemple, le rapport du diamètre d'un tourbillon moyen au diamètre du modèle.

Cette définition s'exprime par le rapport :

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}},$$

$\overline{u}$ étant la vitesse moyenne au point considéré et $\sqrt{\overline{u'^2}}$ la racine carrée de la moyenne des carrés u'^2, c'est-à-dire l'écart moyen quadratique, la valeur de $\overline{u'^2}$ est :

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{t}\int_0^t u'^2\, dt, \tag{2,4}$$

t étant un temps assez long.

On pourrait tout aussi bien définir le degré de turbulence par le rapport $\frac{|\overline{u'}|}{\overline{u}}$, c'est-à-dire le rapport de l'écart absolu $|\overline{u'}|$ à la vitesse moyenne $\overline{u}$, — la valeur de $|\overline{u'}|$ étant :

$$|\overline{u'}| = \frac{1}{t}\int_0^t |u'|\, dt. \tag{2,5}$$

Si on connaît la fonction $u'(t)$ au point considéré (*fig.* 23), la valeur de $|\overline{u'}|$ sera représentée par la somme des surfaces au-dessus et au-dessous de l'axe des t, alors que la moyenne de u' est nulle ($\overline{u'} = 0$).

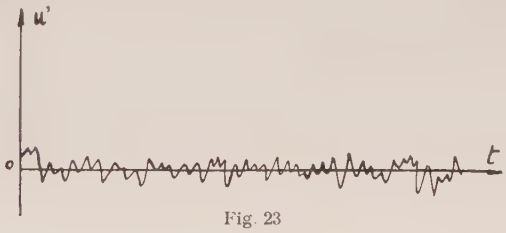

Fig. 23

Pratiquement, on mesure souvent la pression dynamique $q = \frac{\rho u^2}{2}$ (ρ étant la masse spécifique du fluide), par conséquent l'enregistrement de q donnera la courbe $u^2(t)$. Cette courbe se rapprochera d'autant plus de la réalité que l'instrument de mesures sera plus précis.

Si on mesure à l'aide de la capsule de Marey-Lafay, la variation q' de la pression dynamique, autour de sa valeur moyenne $\overline{q}$, on aura $q'(t)$, ou à une échelle différente, $u'^2(t)$. On aura par suite facilement $\overline{u'^2}$, en prenant la moyenne absolue de u'^2.

D'après M. Kampé de Fériet, la définition de Dryden et Kuethe manque de précision, car en portant son attention sur la seule variation de vitesse en un point, on peut se laisser aller insensiblement à classer comme turbulent tout mouvement non permanent, même le mouvement périodique le plus régulier qui soit.

En effet, supposons que l'équation : $u = \overline{u} + u'$ ait la valeur périodique suivante :

$$u = \overline{u} + u'_0 \sin \omega t,$$

la variation u' autour de $\overline{u}$ est alors : $u' = u'_0 \sin \omega t$.

La valeur de $|\overline{u'}|$ est :

$$|\overline{u'}| = \frac{2}{T}\int_0^{T/2} u'_0 \sin \omega t \, . \, dt,$$

ce qui donne :

$$|\overline{u'}| = \frac{2\,u'_0}{\pi} = 0{,}637\; u'_0.$$

La valeur du carré de l'écart moyen quadratique est :

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{T}\int_0^{T} u'^2_0 \sin^2 \omega t \, . \, dt, \qquad \overline{u'^2} = \frac{u'^2_0}{2},$$

et l'écart moyen quadratique s'écrit :

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = \frac{u'_0}{\sqrt{2}} = 0{,}707 \, . \, u'_0.$$

La définition de Dryden et Kuethe donne donc, à ce courant périodique un degré de turbulence égal à :

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}} = \frac{u'_0}{\sqrt{2} \, . \, \overline{u}},$$

alors que cet écoulement n'est pas turbulent. On remarque que $|\overline{u'}|$ est plus petit que $\sqrt{\overline{u'^2}}$, — le degré de turbulence défini avec $|\overline{u'}|$ serait donc plus petit que celui de Dryden et Kuethe.

Cette définition du degré de turbulence combinée avec une condition que j'appellerai « condition de turbulence » suffira à reconnaître si un écoulement est réellement turbulent.

IV. — Condition de turbulence.

Il est possible d'appliquer le schéma mathématique de la courbe de Gauss, pour le calcul de la répartition des vitesses turbulentes u' en un point du fluide, autour de sa vitesse moyenne $\overline{u}$, au même point (17), (18). L'enregistrement du carré de la fluctuation de la vitesse en un point, donne une courbe représentant la fonction $u'^2\,(t)$ (t étant le temps), avec une approximation qui dépend de la valeur de l'instrument de mesure (capsule de Marey-Lafay).

L'enregistrement de u'^2 montre que u' varie autour de la vitesse moyenne $\overline{u}$ de zéro à une certaine valeur optimum u'_m par conséquent u' peut prendre toutes les valeurs intermédiaires, c'est-à-dire une infinité de valeurs.

Supposons que u'^2 ne puisse prendre que N valeurs finies distribuées de la façon suivante : n_1 valeurs u'^2_1, n_2 valeurs $u'^2_2 = 2\,.\,u'^2_1$,... n_i valeurs $u'^2_i = i\,.\,u'^2_1$. On pourra prendre par exemple u'^2_1 = l'unité. Il faudra pour comparer les diverses courbes de fréquences obtenues, prendre cette même unité pour tous les enregistrements (*fig.* 24).

Dans ces conditions, les parallèles, à l'axe *ot*, passant par les points d'ordonnée u'^2_i rencontreront la courbe enregistrée en n_i points.

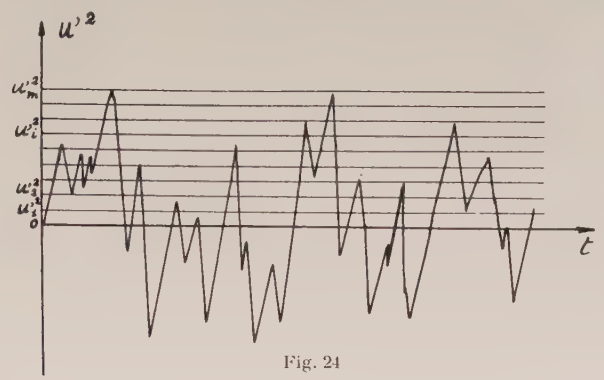

Fig. 24

Pour le cas $u'^2 = 0$, on aura n_0 points.

Les fréquences seront :

$$p_0 = \frac{n_0}{N}, \qquad p_1 = \frac{n_1}{N}, \qquad p_2 = \frac{n_2}{N}, \qquad \ldots \; p_i = \frac{n_i}{N},$$

avec :

$$N = n_0 + n_1 + n_2 + \ldots + n_i = \Sigma\, n_i.$$

En portant $p = \frac{n}{N}$ en ordonnée, et u'^2 en abscisse, on obtiendra suivant les enregistrements, diverses courbes qui s'étendent entre deux points A et B, et

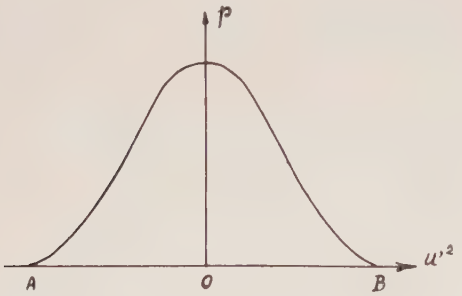

Fig. 25

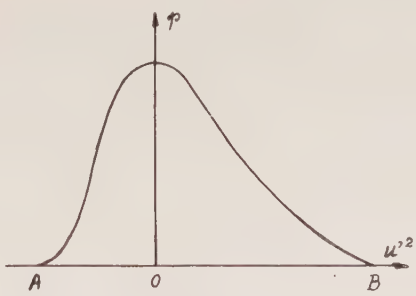

Fig. 26

possédant en général un seul sommet, lorsque l'écoulement est réellement turbulent. Elles peuvent être symétriques (*fig.* 25) par rapport à l'ordonnée du sommet, légèrement dissymétriques (*fig.* 26) ou très dissymétriques. On constate que ces courbes ont l'allure générale de la courbe de Gauss :

$$(2,6) \qquad p = \frac{K}{\sqrt{\pi}}\, e^{-K^2 x^2} \text{ en posant } x = u'^2,$$

sans s'embarrasser des branches infinies de la courbe théorique.

Toutefois, il arrive que ces courbes ont plusieurs sommets. Supposons que la région turbulente soumise à l'observation soit un mélange de deux régions turbulentes homogènes, — on trouvera une courbe de fréquence à deux sommets (*fig.* 27), résultant de l'addition des ordonnées de deux courbes de fréquence, empiétant l'une sur l'autre.

Pour cette courbe, l'idée la plus simple est de tenter l'ajustement par la somme des ordonnées de deux courbes normales.

On écrira :

$$p = \frac{K_1}{\sqrt{\pi}} e^{-K_1^2 x^2} + \frac{K_2}{\sqrt{\pi}} e^{-K_2^2 x^2}. \tag{2,7}$$

On peut donc définir la turbulence à partir de la courbe de fréquence, — si cette courbe peut se mettre sous la forme (2, 6) (courbe en cloche), on aura une turbulence homogène, c'est-à-dire la vraie turbulence (cas de la région III

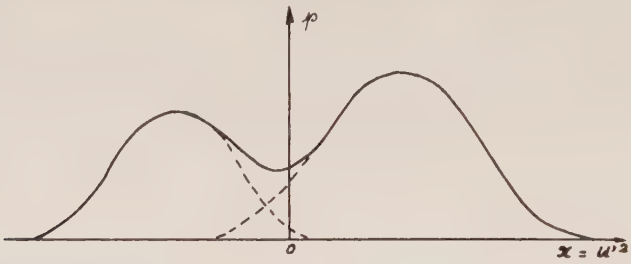

Fig. 27

de l'écoulement dans une conduite). D'ailleurs, cette courbe qui donne la condition de turbulence, donne aussi la valeur du degré de turbulence. En effet, la moyenne absolue de $x = u'^2$ est :

$$|\overline{x}| = \frac{1}{N} \Sigma n_i |x_i| = \Sigma p_i |x_i| ,$$

ou encore :

$$|\overline{x}| = \frac{K}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-K^2 x^2} |x| \, dx = \frac{1}{K\sqrt{\pi}}.$$

La valeur moyenne de u'^2 est alors :

$$|\overline{x}| = \overline{u'^2} = \frac{1}{K\sqrt{\pi}} . \tag{2,8}$$

Le degré de turbulence $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$ est donc connu.

On remarque que $\overline{u'^2}$ est inversement proportionnel à K, par conséquent si la turbulence augmente, l'ordonnée à l'origine diminue, il en résulte que la courbe en cloche s'applatit, et devient de plus en plus large à mesure que croît la turbulence (voir plus loin, courbes expérimentales).

Si la variation de u'^2 est périodique, sinusoïdale par exemple, on a vu précédemment que cet écoulement non turbulent possède un degré de turbulence $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$, mais on peut se rendre compte que la « condition de turbulence » n'est pas remplie, car la courbe de fréquence est simplement une droite parallèle à l'axe des u'^2 au lieu d'être une courbe en cloche (*fig.* 28). Cela provient de l'égalité des fréquences :

$$\frac{n_1}{N} = \frac{n_2}{N} = \ldots = \frac{n_i}{N} = \ldots.$$

En résumé, un écoulement sera d'autant plus turbulent que la courbe en

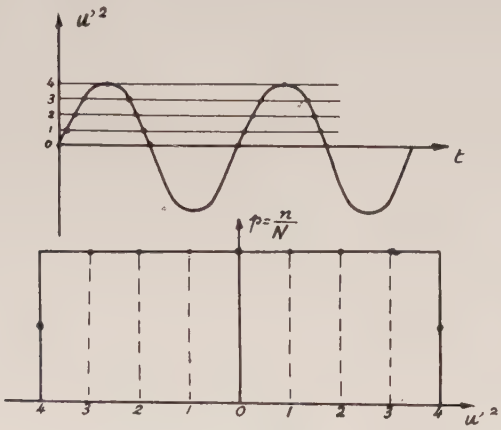

Fig. 28

cloche sera mieux formée. Cette courbe marque le caractère désordonné de la turbulence.

Variation de l'unité d'écart, avec le genre d'écoulement. — La valeur réduite de l'écart absolu $|\overline{x}| = \overline{u'^2}$ est :

$$|\overline{\lambda}| = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\lambda^2} |\lambda| \, d\lambda = \frac{1}{\sqrt{\pi}},$$

$|\overline{x}|$ est lié à $|\overline{\lambda}|$ par : $|\overline{x}| = |\overline{\lambda}| \cdot U$,

U étant l'unité d'écart absolu, dont la valeur est donnée par :

$$U^2 = \Sigma\, 2\, n_i \cdot p_i\, q_i,$$

avec :

$$p_i = \frac{n_i}{N} \quad \text{et} \quad q_i = 1 - \frac{n_i}{N}.$$

La valeur moyenne de u'^2 est alors :

(2,9) $$\overline{u'^2} = |\overline{x}| = \frac{U}{\sqrt{\pi}} \quad \text{et} \quad U = \frac{1}{K}.$$

Dans le cas du *régime laminaire* $u' = 0$, donc on doit avoir $U = 0$. En effet, l'enregistrement se réduit à une droite confondue avec l'axe *ot* (temps).

La probabilité $p = 1$, la probabilité contraire $q = 0$, par suite :

$$U = \sqrt{2\,npq} = 0.$$

Donc l'unité d'écart absolue U est nulle dans le cas du régime laminaire et elle est variable suivant la turbulence, d'ailleurs l'équation $\overline{u'^2} = \frac{U}{\sqrt{\pi}}$ est une droite passant par l'origine des coordonnées, de coefficient angulaire $\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{\sqrt{\pi}}$. Tout se résume par conséquent à une question d'échelle. On se rend compte que dans la turbulence atmosphérique, l'échelle sera très différente de celle du laboratoire (*fig.* 29).

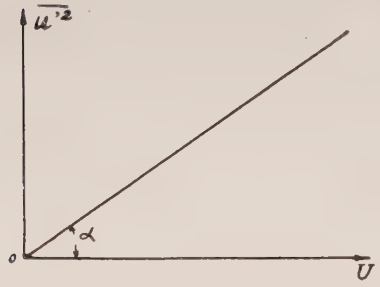

Fig. 29

Courbes expérimentales. — On a vu que les tubes explorateurs ont un diamètre de 6 mm, par conséquent l'indication de la capsule de Marey-Lafay est relative à une région de 6 mm de diamètre, et non à un point, — d'où un résultat global.

Les enregistrements n^{os} 3, 4 et 5 donnent la variation du carré de la fluctuation suivant l'axe *ox* (axe de la soufflerie), en des points différents, à l'arrière d'un filtre (nid d'abeilles) interposé a la sortie du collecteur.

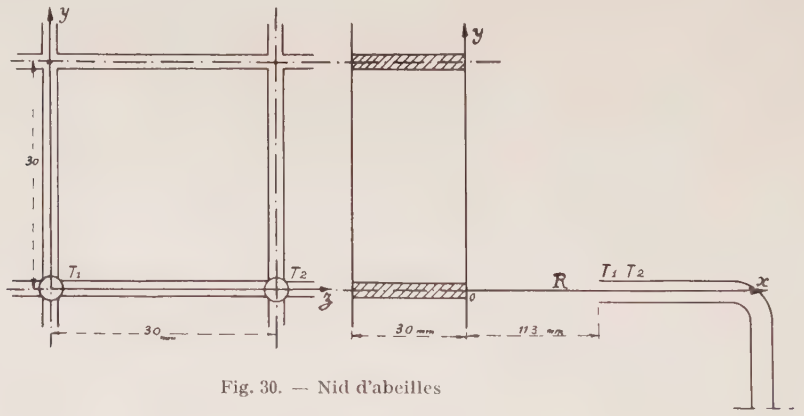

Fig. 30. — Nid d'abeilles

On a calculé la moyenne $\overline{u'^2}$ de deux façons :

(1°) $$\overline{u'^2} = \frac{1}{t}\int_0^t u'^2\,dt,$$

en prenant les valeurs absolues (calcul avec planimètre).

(2°) $$\overline{u'^2} = \frac{n_1 u'^2_1 + n_2 u'^2_2 + \dots}{N} = \frac{1}{N} \Sigma n_i \cdot u'^2_i.$$

Les résultats concordent.

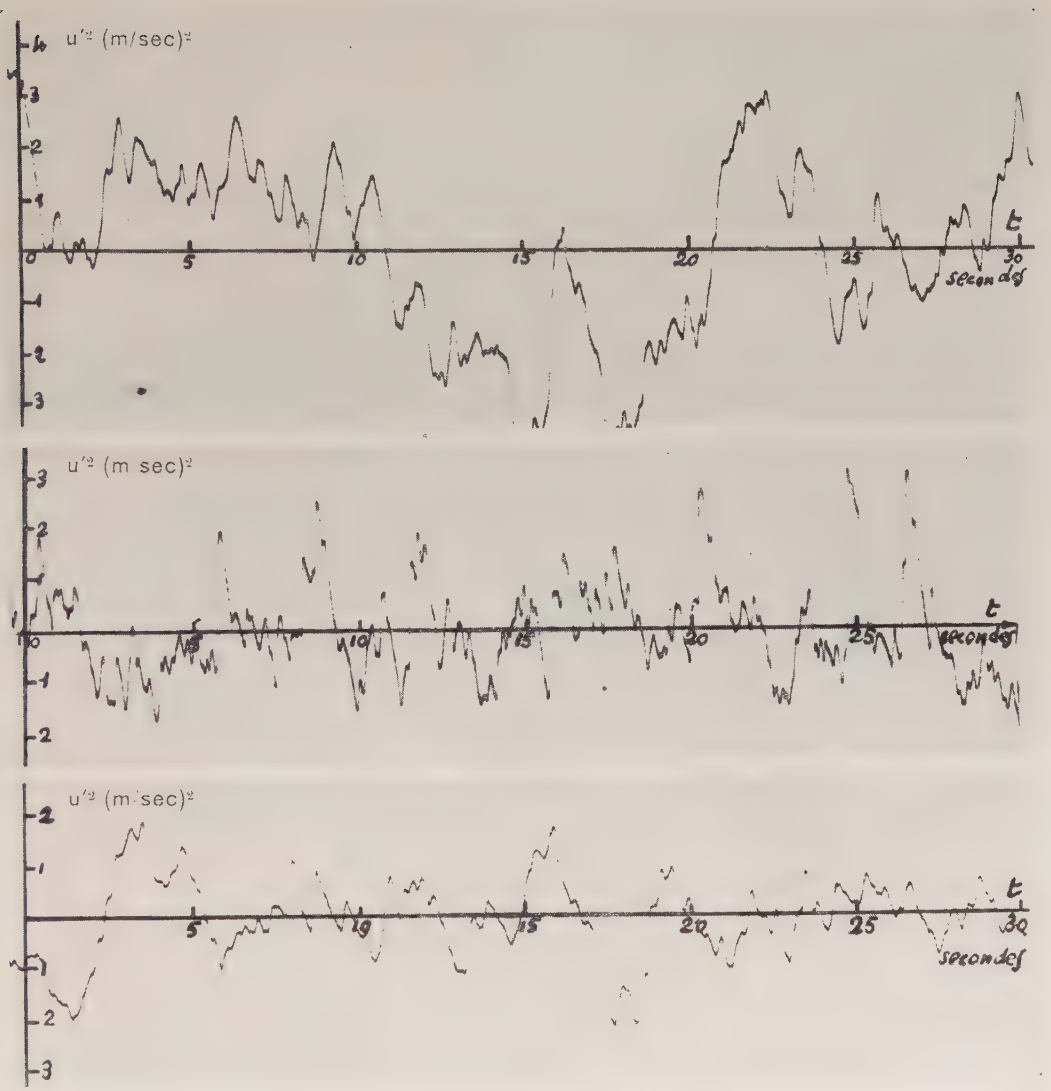

Fig. 31. — Enregistrements n°s 3, 4, 5. Enregistrements de la variation du carré de la fluctuation en des points différents, à l'arrière d'un filtre (nid d'abeilles)

Pour l'enregistrement n° 3, les tubes explorateurs T_1 et T_2 se trouvent à une distance de 113 mm en aval du filtre et dans la position ci-contre (*fig.* 30).

La turbulence absolue (écart moyen quadratique) (*fig.* 31) est :

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = 1{,}2 \text{ m/s}, \qquad \text{— vitesse } \overline{u} = 12{,}9 \text{ m/s},$$

degré de turbulence :

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}} = 9{,}3\ \%.$$

La courbe de fréquence (*fig.* 32) correspondant à cet enregistrement à trois sommets, cela nous indique que la région turbulente R est composée de deux ou trois régions de turbulences homogènes différentes, — ici sans doute, turbulence de sillage et turbulence de paroi.

Pour l'enregistrement n° 4, les tubes explorateurs sont à 2 mm de l'axe *ox* dans une position parallèle, la vitesse $\overline{u}$ (la dépression dans la chambre d'expérience étant la même dans toutes les expériences) a augmenté, sa valeur est : $\overline{u} = 13{,}8$ m/s, la turbulence a diminué :

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = 0{,}87 \text{ m/s}, \quad \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}} = 6{,}3\ \%.$$

La courbe en cloche (4′) (*fig.* 33) correspondante, légèrement dissymétrique, n'a qu'un seul sommet, la région semble donc à turbulence sensiblement homogène. L'enregistrement n° 5 donne :

$$\overline{u} = 14 \text{ m/s} \quad \sqrt{\overline{u'^2}} = 0{,}77 \text{ m/s} \quad \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}} = 5{,}5\ \%.$$

On remarque que l'expérience confirme la théorie au sujet de l'aplatissement des courbes de fréquence avec l'augmentation de la turbulence. La courbe (5′) (*fig.* 33) est plus haute et moins large que la courbe (4′).

V. — Influence de la turbulence sur la valeur du coefficient de résistance des sphères.

On sait que le coefficient de résistance C d'une sphère est défini par :

$$F = C \cdot \frac{\rho \overline{V}^2}{2} \cdot S = C \cdot q \cdot S, \tag{2,10}$$

relation dans laquelle : F est la poussée sur la sphère, S la surface du maître-couple égale à $\frac{\pi D^2}{4}$ (D étant le diamètre de la sphère), $q = \frac{\rho \overline{V}^2}{2}$ la pression dynamique, $\overline{V}$ la vitesse moyenne correspondant au débit, et ρ la masse spécifique de l'air dans les conditions de l'expérience.

En 1914, Wieselsberger (19) et Prandtl (20) ont montré l'influence de la turbulence de l'air sur les résultats d'expériences poursuivies en soufflerie.

Les résultats des essais sur la résistance des sphères ont montré que le degré de turbulence agit sur l'évolution du coefficient de résistance C, avec le nombre de Reynolds $\mathcal{R} = \frac{\overline{V}D}{\nu}$ (ν étant le coefficient de viscosité cinématique). Cette évolution est telle que dans une soufflerie donnée, le coefficient C de la sphère, diminue rapidement, et parfois brusquement quand on atteint une

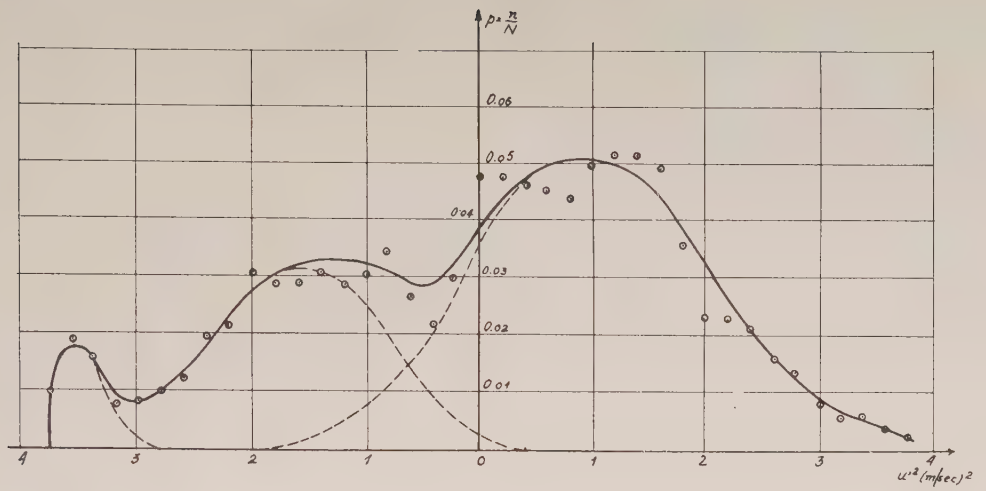
p = n/N
0.06
0.05
0.04
0.03
0.02
0.01
4
3
2
1
0
1
2
3
4
u'² (m/sec)²

Fig. 32

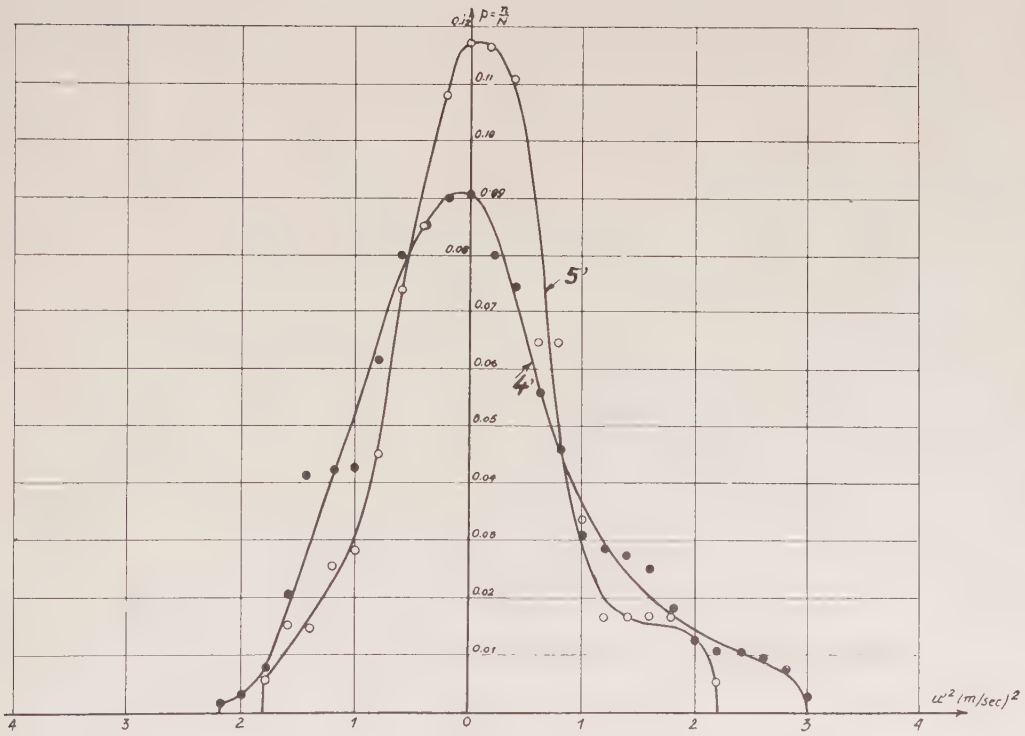
p = n/N
0.12
0.11
0.10
0.09
0.08
0.07
0.06
0.05
0.04
0.03
0.02
0.01
5'
4'
4
3
2
1
0
1
2
3
4
u'² (m/sec)²

Fig. 33

certaine vitesse du courant d'air correspondant à un certain nombre de Reynolds $\mathcal{R}_c$ appelé « nombre critique ».

La valeur du nombre critique (21) dépend de la grandeur de la perturbation; *elle décroît quand la turbulence augmente*, jusqu'à un minimum au-dessous duquel l'augmentation de la turbulence a un effet négligeable (voir courbe $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u}$ (R_c) (*fig.* 63).

Les mesures sur des sphères ont été utilisées comme fournissant un *moyen quantitatif* pour faire la comparaison entre les turbulences de différents tunnels. On pourra par ce même procédé comparer les turbulences créées par des filtres dans un courant d'air.

Le coefficient de résistance C d'une sphère considéré comme une fonction de $\mathcal{R}$, se montre donc extrêmement sensible au degré de turbulence, à tel point que Prandtl (22), Dryden (21), Dryden et Kuethe (23) ont proposé de prendre la valeur critique du nombre de Reynolds pour une sphère comme caractéristique du courant d'air dans la comparaison des divers laboratoires entre eux. Pour faire une *convention précise*, ils proposent d'adopter pour valeur critique de $\mathcal{R}_c$ du nombre de Reynolds, la valeur de $\mathcal{R}$ pour laquelle le coefficient de résistance C de la sphère est égale à 0,3. En adoptant cette définition, Dryden et Kuethe (23) (rapport précédent) ont résumé dans le tableau suivant le résultat de leurs mesures.

Tableau I

TURBULENCE EN %	0,5	1	1,2	1,6	2,3
Nombre de Reynolds critique (sphère) $\mathcal{R}_c$.....	270 000	232 000	197 000	164 000	132 000

Plus la turbulence initiale de l'air est élevée, plus basse est la valeur de $\mathcal{R}_c$ pour laquelle a lieu le passage de l'écoulement laminaire, à l'écoulement turbulent.

Normalisation des tunnels. — On peut assigner à chaque tunnel un nombre caractéristique tel que tous les tunnels possédant ce nombre sont à même de fournir les mêmes résultats. Ce nombre caractéristique est la mesure de la turbulence de la veine d'air, ou mieux, le nombre de Reynolds pour lequel le coefficient de résistance d'une sphère est égal à 0,3.

Points de vue modernes sur l'influence de la turbulence, sur la valeur du coefficient de résistance des sphères (rapports : 21, 22, 23, 24).

Les points du vue modernes sur la nature de l'effet de la turbulence partent de la théorie de Prandtl.

Sous l'action des tourbillons, il se produit un mélange plus actif des particules d'air, alors, l'effet qu'exercent les couches extérieures sur les couches internes (couche limite) est plus grand. La couche limite devient turbulente, par suite le décollement de la veine se trouve retardé.

La turbulence favorisant l'adhérence de la veine diminue la section du sillage et, par suite, la résistance de forme a une valeur plus petite qu'en régime laminaire, il est vraie que la part due au frottement se trouve accrue, mais dans une mesure à peine appréciable, et c'est la diminution de résistance de forme qui prédomine largement (pour une sphère rugueuse, le frottement devient évidemment plus important).

On s'explique alors la grande variation du coefficient de résistance des sphères dans la zone des valeurs critiques du nombre de Reynolds.

D'autre part, l'enregistrement de la vitesse d'un courant d'air, montre que celle-ci oscille autour d'une valeur moyenne avec des harmoniques de fréquences diverses, même de l'ordre du centième de seconde, au moins encore.

C'est à ces harmoniques (15) d'ordre supérieur (qui forment la vraie turbulence) qu'est dû principalement le phénomène ci-dessus, de la diminution de résistance.

Il en résulte que de l'étude du coefficient de résistance C d'une sphère, et de son nombre critique $\mathcal{R}_c$, on aura un renseignement global quantitatif sur la turbulence, renseignement qui peut être supérieur à celui donné par la mesure des fluctuations : u', v', w'.

VI. — Turbulence créée par des filtres.

J'ai donc pensé que l'étude précédente sur la résistance des sphères pouvait m'indiquer comment varie la turbulence due aux filtres.

D'ailleurs, plusieurs auteurs tels que Wieselsberger, Maurain, Eiffel, Flachsbart, ont tracé des courbes du coefficient de résistance C en fonction du nombre de Reynolds $\mathcal{R}$ (avec filtres).

Ces courbes obtenues sont nettement différentes de celles obtenues sans filtre (voir courbes de Göttingen, *fig.* 36). Ici, le point critique n'a plus dans le fond, beaucoup de sens, on a plutôt une région critique très étendue ou si l'on veut, il n'y a pas de région critique d'après la forme des courbes P'_{70}, P'_{100}, P'_{140}, P'_{200}, P'_{280} (*fig.* 36). On sent que l'écoulement passe presque uniformément du régime laminaire au régime turbulent, alors que sans filtre (courbes P_{70}, P_{100}, P_{140}, P_{200}, P_{280}, *fig.* 36), l'écoulement passe brusquement ou presque de laminaire à turbulent.

Dire que l'écoulement avant le point critique (point d'abscisse $\mathcal{R}_c$) est laminaire et, je crois, au-dessous de la vérité, car d'après les enregistrements correspondants même aux faibles nombres de Reynolds (enregistrements *fig.* 37), on constate que la fluctuation u' est loin d'être nulle. La turbulence absolue $\sqrt{\overline{u'^2}}$ augmente avec $\mathcal{R}$, elle peut être petite quand $\overline{u}$ est petit, mais la turbulence relative $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$ peut être importante dans les faibles valeurs de $\mathcal{R}$ (ou de $\overline{u}$) (voir courbes *fig.* 38).

Au sujet de l'influence de la turbulence d'un courant d'air (toujours plus ou moins turbulent dans une soufflerie) sur le coefficient C, il serait, je crois, plus correct d'énoncer que la turbulence n'agit pas d'une manière uniforme sur

la résistance des sphères, que pour $\mathcal{R} < \mathcal{R}_c$ (nombre de Reynolds critique), C diminue légèrement quand $\sqrt{\overline{u'^2}}$ augmente, qu'au point critique ($\mathcal{R}_c$), $\sqrt{\overline{u'^2}}$ agit brusquement sur C, et que pour $\mathcal{R} > \mathcal{R}_c$ une augmentation de $\sqrt{\overline{u'^2}}$ diminue encore C pour les valeurs proches de $\mathcal{R}_c$, ensuite la turbulence n'agit plus ou peu sur le coefficient de résistance C. La cause de cette grande variation de C dans la région critique, est que la couche limite de la sphère passe de laminaire à turbulente, ceci pour l'écoulement sans filtre. Avec filtre, comme on vient de le voir, au point critique le coefficient C ne diminue pas brusquement, cette décroissance uniforme de C est uniquement due à l'action du filtre

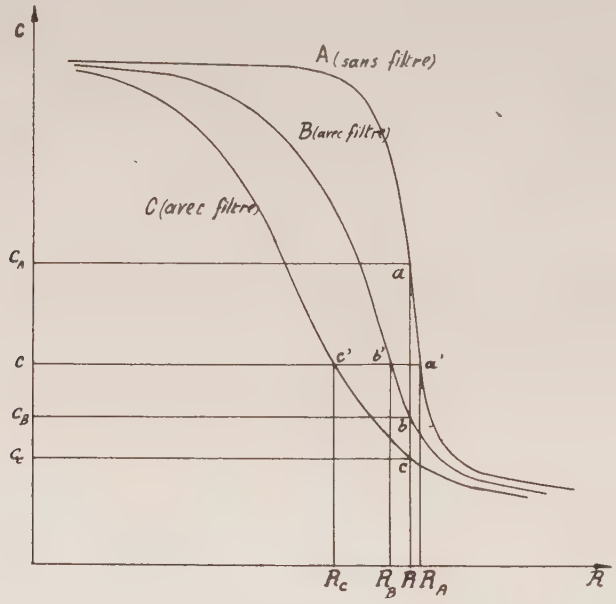

Fig. 34

sur le courant d'air; les tourbillons échappant de ses parois transforment systématiquement et uniformément la couche limite laminaire de la sphère, en couche limite turbulente.

En résumé, pour comparer la turbulence créée par des filtres dans un courant d'air, on a plusieurs moyens :

1° Méthode directe : enregistrements du carré de la fluctuation u' pour différentes vitesses $\overline{u}$, on déduira les courbes $\sqrt{\overline{u'^2}}\ (\overline{u})$ et $\dfrac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}\ (\overline{u})$ (ou en fonction du nombre de Reynolds $\mathcal{R}$ correspondant).

2° Relever des courbes C ($\mathcal{R}$) sans filtre, et pour chaque filtre (courbes A B C, *fig.* 34). Pour $\mathcal{R} = \text{Cte}$, on a les coefficients de résistance C_A, C_B, C_C.

$$C_C, < C_B, < C_A, \qquad t_C > t_B > t_A,$$

si t est la turbulence relative $\dfrac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u}$.

3° Pour C = Cte, on a les valeurs :

$$\mathcal{R}_A, \quad \mathcal{R}_B, \quad \mathcal{R}_C \quad (\textit{fig. } 34).$$
$$\mathcal{R}_C < \mathcal{R}_B < \mathcal{R}_A,$$
$$t_C > t_B > t_A.$$

En particulier, si C = 0,3, on a, par convention le point critique, et les valeurs critiques correspondantes du nombre de Reynolds.

4° *Coefficient de turbulence d'un filtre.* — Soit C_x le coefficient de résistance de la sphère sans filtre en amont, il dépend du nombre de Reynolds et du degré de turbulence du courant d'air de la soufflerie. Soit C le nouveau coefficient de résistance après l'interposition du filtre à la sortie du collecteur, la vitesse étant la même dans les deux cas (c'est-à-dire pour un même nombre de Reynolds).

En comparant C à C_x, on aura des indications sur la turbulence créée par le filtre, si $C < C_x$ la turbulence du courant d'air a augmenté, l'écart $(C_x - C)$ et, par suite, le rapport $\frac{C_x - C}{C_x}$ augmentera avec la turbulence due au filtre.

Le coefficient $t' = \frac{C_x - C}{C_x} = 1 - \frac{C}{C_x}$, sans dimension, caractérise le filtre au point de vue de sa turbulence propre, autrement dit, il indique la part contributive apportée par celui-ci au degré de turbulence du courant d'air.

Ce coefficient t' appelé « coefficient de turbulence » du filtre a donc son utilité, car les trois premières méthodes indiquent la grandeur de la turbulence réelle, sans s'occuper de celle provoquée par le filtre.

En particulier, si pour une même vitesse, $C = C_x$, $t' = 0$, la turbulence n'a pas changé, le filtre ne modifie pas l'allure du courant. Les courbes précédentes (*fig.* 34) donnent pour une même valeur de $\mathcal{R}$ les coefficients C_A, C_B, C_C.

Les coefficients de turbulence des filtres B et C sont respectivement :

$$\left.\begin{aligned} t'_B &= \frac{C_A - C_B}{C_A} = \frac{\overline{ab}}{\overline{a\mathcal{R}}} \\ t'_C &= \frac{C_A - C_C}{C_A} = \frac{\overline{ac}}{\overline{a\mathcal{R}}} \end{aligned}\right\} \quad t'_C > t'_B.$$

En général, le coefficient de turbulence t' augmente avec le nombre de Reynolds $\mathcal{R}$, puis décroît brusquement pour une valeur de $\mathcal{R}$ égale au nombre critique $\mathcal{R}_c$ de la sphère sans filtre en amont, ensuite pour $\mathcal{R} > \mathcal{R}_c$, il peut rester constant, ou diminuer, ou même s'annuler si la courbe C ($\mathcal{R}$) (avec filtre) se confond avec la courbe C_x ($\mathcal{R}$) (sans filtre).

Les courbes P_{280} et P'_{280} (*fig.* 36) (Göttingen) représentent respectivement C_x ($\mathcal{R}$) et C ($\mathcal{R}$). On en déduit la courbe du coefficient de turbulence t' du filtre en fonction de ($\mathcal{R}$) (courbe *fig.* 35).

Il en résulte que :

1° Pour $\mathcal{R} < \mathcal{R}_c$ (sans filtre), t' est maximum pour une valeur de $\mathcal{R}$ égale à $\mathcal{R}_m$, proche du point critique $\mathcal{R}_c$ mais avant ($\mathcal{R}_m < \mathcal{R}_c$). Le filtre a donc une influence très grande sur la turbulence produite dans cette région.

2° Pour $\mathcal{R} > \mathcal{R}_c$ l'influence du filtre est faible, et peut être nulle. Pratiquement, au point de vue turbulence, les filtres ne sont intéressants que dans la première région (région dite ordinairement laminaire). Inversement, on pourra

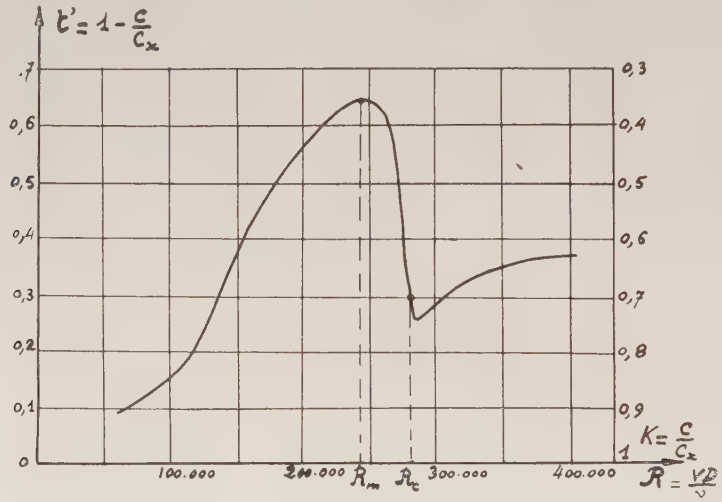

Fig. 35. — Coefficient de turbulence du filtre (courbes P. 280 et P'. 280)

introduire des filtres dans les écoulements aux grands nombres de Reynolds ($\mathcal{R} > \mathcal{R}_c$) sans que ceux-ci aient une influence notable sur les modèles expérimentés.

Coefficient de « diminution de résistance » d'un filtre. — C'est le rapport $K = \frac{C}{C_x}$, — ce rapport renseigne sur le nouveau coefficient de résistance de la sphère après l'interposition du filtre (pour une même vitesse) :

$$C = K \cdot C_x.$$

Le coefficient de turbulence t' est lié à K par :

$$t' = 1 - K.$$

Les expériences que j'ai entreprises ont été exécutées dans une région comprise entre les nombres de Reynolds 20 000 et 110 000, région intéressante malgré que je ne puisse obtenir la valeur maximum du coefficient de turbulence t' des filtres, ni la valeur critique $\mathcal{R}_c$ du nombre de Reynolds de la sphère correspondant à l'écoulement sans filtre, du fait que la soufflerie avec laquelle j'expérimente n'a pas une puissance assez grande.

VII. — Quelques recherches anciennes. Recherches de Saint-Cyr.

MM. Toussaint et Abrial (25) dans un rapport sur la résistance des sphères de petits diamètres, dans un courant d'air à grande vitesse, confirment les observations de Prandtl. L'interposition d'un grillage, puis d'un filtre dans la chambre d'expérience a supprimé la chute brusque du coefficient de résistance C, en amorçant une décroissance continue plus ou moins lente selon le degré de turbulence. Les essais furent effectués sur des sphères de 50, 60 et 70 mm de diamètre, sans filtre.

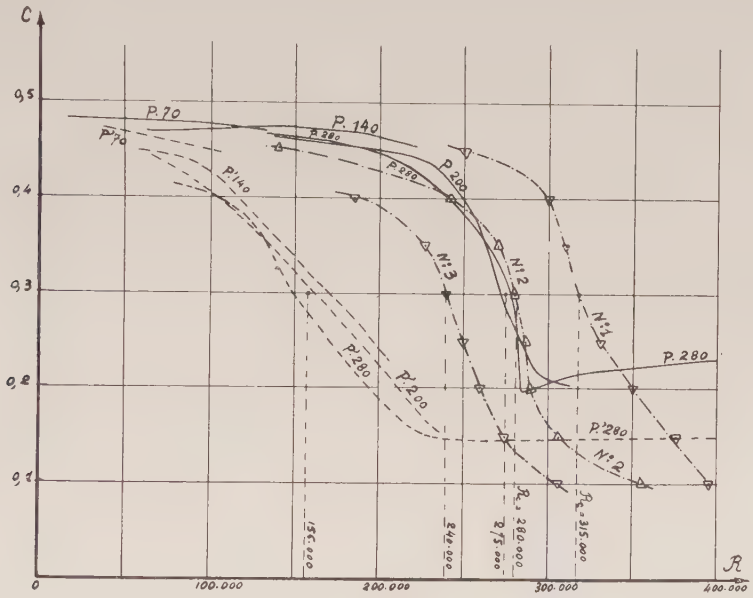

Fig. 36

On remarque sur les courbes C ($\mathcal{R}$) que la diminution rapide de C se produit pour des valeurs élevées de $\mathcal{R} = \frac{VD}{\nu}$, le degré de turbulence du tunnel est donc assez réduit.

En 1920, M. Toussaint adopte pour le point critique C = 0,36 (au lieu de C = 0,3 de nos jours), le produit VD correspondant est 4,3 m²/s $\left(\frac{VD}{\nu} = 292\,000\right)$ en moyenne.

Dans un autre rapport (26) sur la recherche de la turbulence due à un filtre dans la soufflerie n° 2 (essais sur une sphère de 59,2 mm de diamètre), MM. Toussaint, Abrial et Mazan trouvent que le produit VD $\left(\text{ou } \frac{VD}{\nu}\right)$ est d'autant plus prématuré que le degré de turbulence est plus élevé. Le maximum de ce dernier est obtenu avec filtres; les grillages possèdent cette propriété à un degré moindre et d'autant moins sensible qu'ils sont moins serrés.

*Recherches d'*Eiffel. — La soufflerie avec laquelle Eiffel expérimentait comportait à la sortie du collecteur un filtre en nid d'abeilles et un grillage.

Les essais portèrent sur des sphères de 120, 240 et 300 mm, les courbes C ($\mathcal{R}$) indiquent un haut degré de turbulence, car le nombre de Reynolds est faible ($\mathcal{R}_c = 136\,000$ pour $C = 0{,}3$).

Recherches au laboratoire de Göttingen (20) (courbes *fig.* 36). — Les courbes P. 70, P. 140, P. 200, P. 280 se rapportent à des essais exécutés par Wieselsberger sur des sphères de diamètres 70, 140, 200 et 280 mm. Il n'y avait pas de filtres ni grillage à la sortie du collecteur. Les résultats obtenus montrent que le degré de turbulence est relativement faible. Pour la valeur $C = 0{,}3$ le nombre critique correspondant est $\mathcal{R}_c = 275\,000$ en moyenne.

Les courbes P' 70, P' 140, P' 200, P' 280 se rapportent aux mêmes expériences de Wieselsberger, mais avec interposition à la sortie du collecteur d'un grillage en fil de 1 mm, constituant des mailles carrées de 50 mm de côté. Le faisceau des courbes P' est passé nettement à gauche du faisceau des courbes P. Le degré de turbulence avec ce grillage peut être caractérisé par $\mathcal{R}_c = 156\,000$ en moyenne pour $C = 0{,}3$.

D'après Flachsbart (27), la présence d'un simple fil de 0,3 mm de diamètre à 50 cm en avant d'une sphère de 240 mm de diamètre correctement soutenue par une tige horizontale arrivant au point mort arrière a suffi pour abaisser de 300 000 à 230 000 le nombre critique $\mathcal{R}_c$, tandis qu'une grille à mailles de 10×10 mm, constituée par des fils de même diamètre, placée au même endroit, abaissait ce nombre de 300 000 à 170 000.

Comparaison des tunnels au point de vue turbulence (Göttingen) (courbes obtenues par Flachsbart) (27) (*fig.* 36).

Courbe n° 1. — Essais exécutés dans le grand tunnel sur une sphère de plâtre poli, de 234 mm de diamètre.

Courbe n° 2. — Essais exécutés avec la même sphère en plâtre dans le tunnel de 1,50 m de diamètre.

Courbe n° 3. — Essais exécutés avec la même sphère, dans le tunnel de 1 m de diamètre.

Au-dessous de $C = 0{,}10$, les courbes s'enchevêtrent et deviennent sensiblement horizontales.

Il en résulte d'après les courbes que le grand tunnel est le moins turbulent. Pour $C = 0{,}3$, la valeur de $\mathcal{R}_c$ est 315 000, donc turbulence faible. Si on se rapporte aux valeurs du degré de turbulence données par Dryden (tableau 1), on voit que ce tunnel a certainement une turbulence inférieure à 0,5 %.

Pour le tunnel de 1,50 m de diamètre, $\mathcal{R}_c = 280\,000$, turbulence encore inférieure à 0,5 %.

Le tunnel de 1 m de diamètre est le plus turbulent, malgré qu'il y soit encore peu, $\mathcal{R}_c = 240\,000$, ce qui correspond à une turbulence de 1 %.

Chapitre III

TURBULENCE de la SOUFFLERIE EMPLOYÉE

Pour apprécier la turbulence créée par des filtres, il faut connaître la turbulence de la soufflerie employée, — turbulence variable, avec la vitesse, plus précisément avec le nombre de Reynolds.

En effet, considérons pour une même vitesse moyenne $\overline{u}$, les turbulences absolues $\sqrt{\overline{u'_x{}^2}}$ et $\sqrt{\overline{u'^2}}$ obtenues respectivement, sans filtre et avec filtre interposé à la sortie du collecteur $\sqrt{\overline{u'^2}} > \sqrt{\overline{u'_x{}^2}}$.

L'écart $\sqrt{\overline{u'^2}} - \sqrt{\overline{u'_x{}^2}}$ représente la turbulence absolue due au filtre, par suite, le degré de turbulence du filtre est :

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}} - \sqrt{\overline{u'_x{}^2}}}{\overline{u}}.$$

Turbulence de la soufflerie. — Les enregistrements $u'^2(t)$ (*fig.* 37) (nos 6, 7, 8, 9) relevés en un même point de la veine libre ($x = 113$ mm) sur l'axe de la soufflerie, pour plusieurs valeurs de $\overline{u}$, donnent les valeurs suivantes :

Tableau II

x	ENREGISTREMENTS	VITESSE MOYENNE $\overline{u}$	TURBULENCE ABSOLUE $\sqrt{\overline{u'_x{}^2}}$	TURBULENCE RELATIVE $\frac{\sqrt{\overline{u'_x{}^2}}}{\overline{u}}$
mm	nos	m/sec	m/sec	%
113	6	18,80	0,53	2,8
	7	14,50	0,39	2,7
	8	9	0,29	3,2
	9	5	0,20	4

L'expérience donne les points expérimentaux 1, 2, 3, 4, — la valeur exacte de ces points étant critiquable surtout dans les petites vitesses, on peut interpréter la courbe représentative de trois manières (*fig.* 38) :

1° Prendre la courbe 01234 passant par les points expérimentaux.

2° Prendre la droite DB, — droite qui se rapproche le plus de ces points. Dans ce cas, la turbulence absolue a pour expression :

$$\sqrt{\overline{u'_x{}^2}} = 0{,}024 \,.\, \overline{u} + 0{,}06. \tag{3,1}$$

Evidemment, cette droite ne serait valable qu'entre les valeurs de $\overline{u}$ comprises entre 5 et 20 m/s, car nécessairement pour $u = 0$, $\sqrt{\overline{u'_x{}^2}} = 0$.

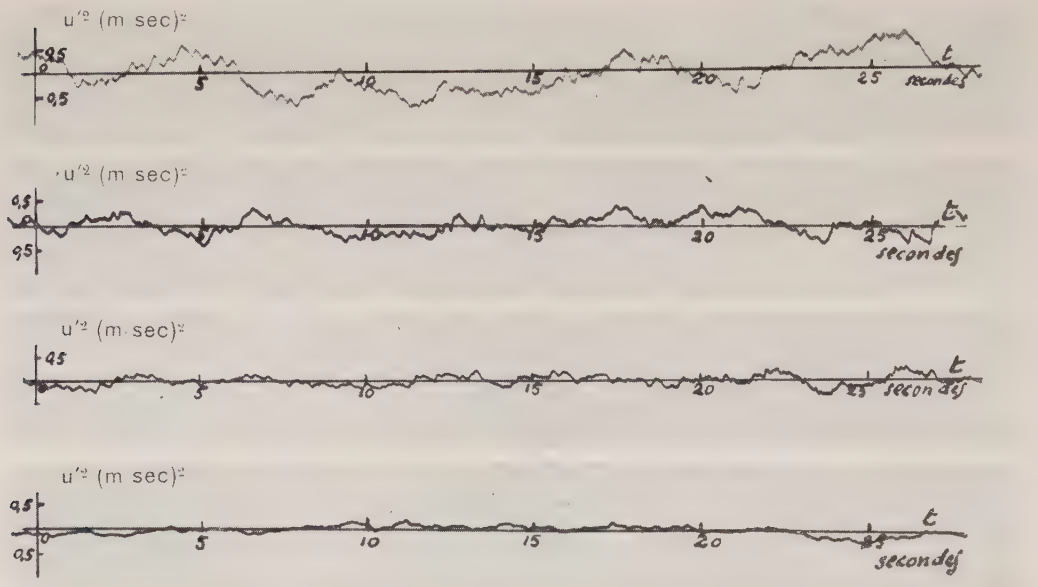

Fig. 37

La turbulence relative serait représentée par l'hyperbole :

$$\frac{\sqrt{\overline{u'_x{}^2}}}{\overline{u}} = 0{,}024 + \frac{0{,}06}{\overline{u}}. \tag{3,2}$$

Pratiquement, le degré de turbulence n'atteindrait une valeur constante (2,4 %) que pour des vitesses élevées, le terme $\frac{0{,}06}{\overline{u}}$ devenant négligeable.

3° Prendre la droite OA passant par le centre des coordonnées, et le point expérimental 4, — les points 2 et 3 étant de part et d'autre de cette droite. Ici, je ne tiens pas compte du point 1 assez éloigné de OA, et dont sa valeur exacte est discutable, pour s'en rendre compte il suffit de jeter un coup d'œil sur l'enregistrement n° 9. On comprend alors, — même en faisant une dilatation des ordonnées, la difficulté de trouver exactement l'écart $\sqrt{\overline{u'_x{}^2}}$.

On aura alors dans ce genre de représentation :

$$\sqrt{\overline{u'_x{}^2}} = 0{,}028 \,.\, u. \tag{3,3}$$

La turbulence relative $\frac{\sqrt{\overline{u'x^2}}}{\overline{u}}$ sera constante et égale à 2,8 %.

La soufflerie avec laquelle j'expérimente ne donnant au maximum qu'une vitesse de 20 m/s, je ne puis savoir comment se comporte la turbulence relative pour une vitesse supérieure à celle-ci. La courbe 1′ 2′ 3′ 4′ passant par les points expérimentaux indique un minimum de la turbulence relative pour 16 m/s.

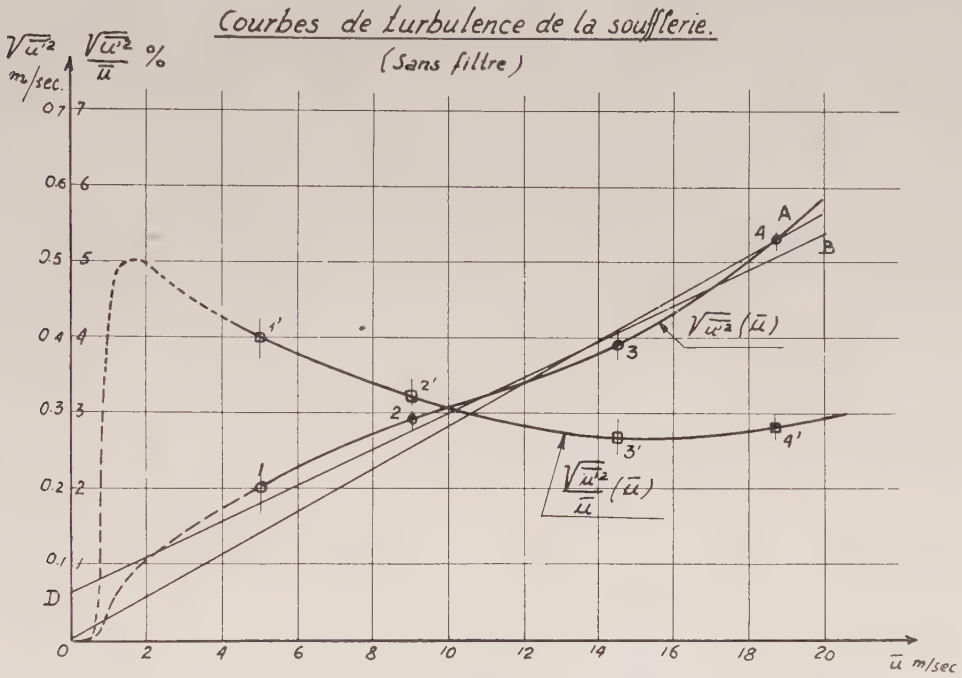

Fig. 38

Ensuite elle croît, on peut prévoir qu'elle continuera à augmenter. Les deuxième et troisième modes de représentation qui conduisent à une turbulence relative constante quand $\overline{u}$ croît, semblent s'éloigner de la réalité.

D'autre part, pour $\overline{u} < 5$ m/s, les courbes ne sont plus applicables, — le deuxième mode indiquerait une turbulence relative très grande pour une valeur de $\overline{u}$ proche de zéro, ce qui serait contraire à la réalité, puisque pour de telles vitesses le régime d'écoulement est laminaire.

Les oscillations obtenues à l'aide de la capsule de Marey-Lafay pour des vitesses inférieures à 5 m/s étant très faibles, il est difficile d'apprécier les valeurs correspondantes de $\sqrt{\overline{u'x^2}}$ dans cette région, l'utilité du fil chaud est évidente, — celui-ci étant extrêmement sensible aux faibles variations de vitesse.

Si l'on admet la validité de la courbe expérimentale 1′ 2′ 3′ 4′, on remarque que la turbulence relative $\frac{\sqrt{\overline{u'x^2}}}{\overline{u}}$ augmente quand $\overline{u}$ décroît de 16 m/s à une

certaine vitesse inférieure à 5 m/s. Ce fait paradoxal est encore plus accentué lorsqu'un grillage est interposé à la sortie du collecteur. Le nid d'abeilles

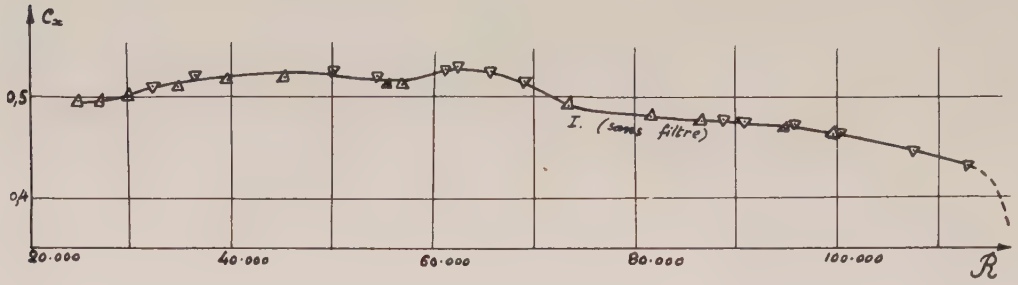

Fig. 39

interposé à l'entrée du collecteur agit sur le courant d'air tout comme le grillage précédent, donc il se peut, que malgré sa fragilité le point expérimental 1, soit assez près de la réalité. En définitive, j'adopte les courbes (1 2 3 34) (1′ 2′ 3′ 4′).

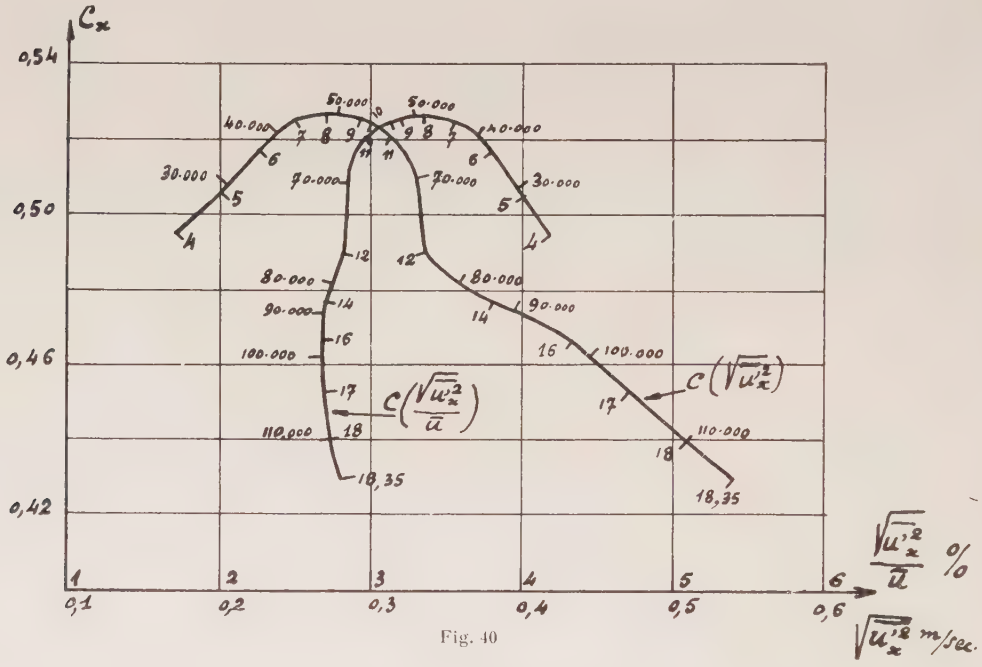

Fig. 40

Le nombre de Reynolds correspondant à la veine libre de diamètre D = 0,20 m est :

$$\mathcal{R} = \frac{\bar{u} \cdot D}{\nu} = 13600\,\bar{u}.$$

Si ce nombre est inférieur à une valeur critique, environ 2 400 (28), on a le régime laminaire (écoulement de Poiseuille), — si $\mathcal{R} > 2\,400$, le régime d'écoulement qui s'établit est en général turbulent. La vitesse correspondante

à 2 400 est 0,18 m/s, pour cette valeur $u' = 0$. On peut donc prévoir approximativement la forme de la courbe (01234) entre les points 0 et 1. Pour $\overline{u} > 0{,}18$ m/s, le régime devenant turbulent, la courbe $\sqrt{\overline{u'x^2}}\,(\overline{u})$ doit croître rapidement — sur la figure précédente j'ai poussé le régime laminaire jusqu'au nombre $\mathcal{R} = 13\,000$ (valeur réalisée par Schiller), ce qui correspond à une vitesse de 0,95 m/s. Passé ce nombre, on est donc certain de se trouver dans le régime turbulent.

On peut donner une explication sommaire du fait paradoxal observé précédemment.

A l'arrière du nid d'abeille, il se produit un sillage qui, pour une certaine vitesse, se réduit à des tourbillons se détachant périodiquement de ses parois, on peut même pour un faible nombre de Reynolds $\mathcal{R} = \dfrac{\overline{u} \cdot D}{\nu} = 80$ (D étant l'épaisseur de la tôle constituant le nid d'abeille, — ici D = 0,3 mm), avoir des tourbillons alternés de Bénard-Karman, ce qui correspond seulement à la faible vitesse de 1,60 m. Ces tourbillons donnent des variations de vitesse relative assez grandes, malgré que la turbulence ne soit pas réellement développée (condition de turbulence non réalisée). De même pour un grillage de même diamètre, 0,3 mm, à la vitesse 1,60 m, il se formera à l'arrière, une quantité beaucoup plus grande, que pour le nid d'abeille, de rues de tourbillons alternés, — cette quantité étant d'autant plus grande que le grillage est plus serré. On comprend alors pourquoi le fait paradoxal précité s'est encore accentué.

Influence de la turbulence sur le coefficient de résistance d'une sphère de diamètre 9,05 *cm* (*sphère vernie*). — Si on relève les valeurs successives du coefficient de résistance C_x d'une sphère (sans filtre) en fonction du nombre de Reynolds, par les méthodes citées dans le chapitre I, on trouve la courbe I (*fig.* 39), on remarque que C_x est sensiblement constant pour les valeurs de $\mathcal{R}$ comprises entre 35 000 et 65 000, ensuite il décroît avec $\mathcal{R}$. La décroissance de C_x avec la turbulence absolue s'observe à partir de ce nombre, ce qui correspond à la valeur $\sqrt{\overline{u'x^2}} = 0{,}3$ m/s.

Les courbes $c_x\left(\sqrt{\overline{u'x^2}}\right)$ et $c_x\left(\dfrac{\sqrt{\overline{u'x^2}}}{\overline{u}}\right)$ (*fig.* 40) indiquent nettement l'influence de la turbulence sur le coefficient de résistance des sphères. J'ai porté sur ces courbes les valeurs de la vitesse moyenne $\overline{u}$ et du nombre de Reynolds correspondant.

Si l'on se reporte aux valeurs données par Dryden et Kuethe (courbe *fig.* 63) et en prenant comme degré de turbulence de la soufflerie la valeur 2,8 %, valeur proche de la réalité, on trouve que le nombre critique de Reynolds est $\mathcal{R}_c = 132\,000$ (pour $C_x = 0{,}3$). On peut donc prévoir la forme de la courbe pour $\mathcal{R} > 110\,000$, elle sera rapidement décroissante comme l'indique le pointillé.

CHAPITRE IV

DÉVELOPPEMENT de la TURBULENCE à l'AVAL des FILTRES

I. — Naissance de la turbulence créée par des filtres.

Pour étudier systématiquement la turbulence, il est nécessaire au moins provisoirement de la classer. M. KAMPÉ DE FÉRIET (12) indique, quant au mode de production de celle-ci, le classement suivant : turbulence de paroi, turbulence de sillage, turbulence interne.

La turbulence due aux filtres vient de l'action simultanée des parois et du sillage. Suivant leur constitution, l'une ou l'autre des turbulences envisagées a une prépondérance marquée.

Par exemple, dans un grillage composé de fils cylindriques assez gros, on a des écoulements élémentaires autour de cylindres (avec nœuds), l'ensemble de ceux-ci formant l'écoulement total à travers le grillage. Dans ce cas, la turbulence de sillage est la plus importante surtout dans les faibles nombres de REYNOLDS.

Si la vitesse augmente et dépasse le point critique, le sillage diminue, la turbulence de paroi au contraire augmente, car la couche limite devient turbulente. Dans un filtre en nid d'abeille, les perturbations sont surtout dues aux parois, elles augmentent avec la profondeur du filtre, car la couche limite peut devenir turbulente à partir d'un certain point A (*fig.* 66) que l'on appelle « point de transition » entre les régions laminaire et turbulente de la couche limite (5).

Si la profondeur du filtre l est plus petite que la distance critique l_c, l'épaisseur δ de la couche limite est faible et varie suivant une loi parabolique, — donc action des parois peu importante.

Si $l > l_c$, — en amont la couche limite est laminaire et en aval turbulente, — la turbulence de paroi augmente avec l. Au point A de transition, δ prend la valeur critique δ_c. Les valeurs δ_c et l_c pourraient d'ailleurs caractériser la turbulence d'un tel filtre (turbulence de paroi), elles correspondent à deux nombres de Reynolds :

$$(4,1) \qquad \mathcal{R}_l = \frac{\overline{u} \cdot l_c}{\nu} \qquad \text{et} \qquad \mathcal{R}_\delta = \frac{\overline{u} \cdot \delta_c}{\nu}.$$

Somme toute, la turbulence créée par un filtre de grande profondeur peut être égale ou même supérieure à celle créée par un filtre plus serré et de faible profondeur; dans le premier cas, l'écoulement devient turbulent par l'action des parois sur les particules d'air environnantes, — dans le deuxième cas, les perturbations sont surtout dues au sillage.

II. — Répartition de la turbulence à l'aval d'un filtre.

On examinera les deux filtres suivants :

a) *Filtre simple*, composé de cylindres parallèles équidistants (*fig.* 41);

b) *Filtre double*, composé de deux rangées perpendiculaires de cylindres parallèles équidistants (*fig.* 42).

On posera $\lambda = \frac{e}{d}$ = écartement relatif (e étant la distance entre axes et d le diamètre des cylindres).

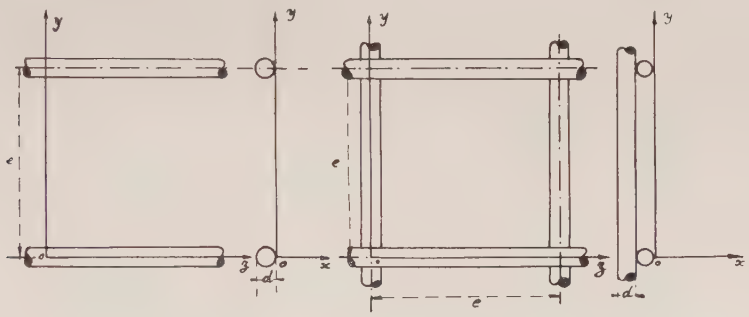

Fig. 41. — Filtre simple

Fig. 42. — Filtre double

Dans l'écoulement à l'aval d'un filtre simple par exemple, on peut considérer trois régions (*fig.* 43) plus ou moins distinctes : (le passage d'une région à l'autre se faisant uniformément).

1° *Région A.* — Le mouvement tourbillonnaire de la région A est intense, il est dû à l'action des parois du filtre (couche limite a_1) et au sillage a_2. La turbulence doit dans l'ensemble diminuer de a_2 à a_3, car le torrent de tourbillons s'élargit par suite de sa diffusion. On verra plus loin que l'expérience ne confirme pas exactement cette diminution de turbulence, au contraire, elle augmente de a_2 à a_4 et diminuera par la suite de a_4 à a_3.

2° *Région B.* — Cette région peut être théoriquement laminaire en b_1 (quoique ce régime n'existe pas pratiquement en soufflerie), elle devient en allant de b_2 en b_3 de plus en plus agitée par des ruisseaux de tourbillons s'échappant des régions A. La turbulence augmente donc de b_2 en b_3. Les courants violemment brassés de A et les courants semi-laminaires et semi-turbulents de B, forment une région de grand bouleversement, où la turbulence est variable avec les coordonnées xyz, — c'est en somme une région de transition.

3° *Région C.* — Quand x prend une certaine valeur X appelée « distance critique », on passe des régions A et B en une région C où la turbulence peut être considérée comme constante, — région où les torrents A se réunissent pour n'en former qu'un seul, plus élargi (largeur de la veine), mais moins brutal et uniformément « tumultueux » suivant l'expression de Boussinesq.

Pratiquement, on placera les modèles à expérimenter au tunnel dans une région où la vitesse moyenne $\overline{u}$, et la turbulence relative $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$ en chaque point,

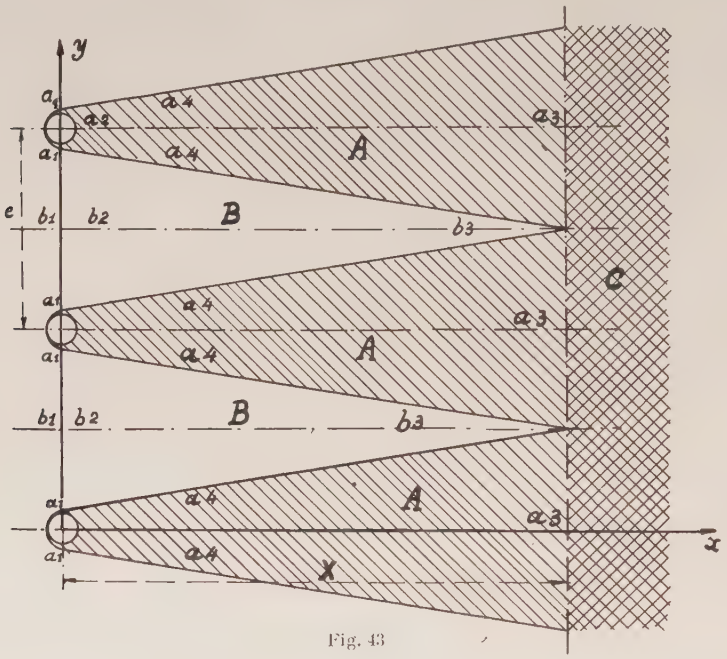

Fig. 43

ont une valeur constante, c'est-à-dire à une distance x supérieure à la distance critique X (région C).

Résultats de l'expérimentation sur un filtre simple. — L'expérience consiste à explorer à l'aide des tubes T_1 et T_2 reliés à la capsule de Marey-Lafay (voir chapitre I, page 00) la veine d'air à l'aval du filtre, dans plusieurs plans perpendiculaires à *ox*.

Ces plans étant dans la région AB de « transition ».

La région C à turbulence constante, étant trop éloignée (dans le diffuseur), je n'ai pu connaître la valeur de la distance critique X. Les résultats qui vont suivre sont donc relatifs seulement à la partie de la région AB qui touche le filtre.

J'ai expérimenté dans quatre plans A, B, C, D, disposés à des distances respectives 0, 10, 70, 120 mm à l'aval du filtre (*fig.* 44).

Pendant les essais, la dépression dans la chambre d'expérience a été maintenue constante, et sa valeur était : $p - p_0 = 12{,}35$ kg/m², p étant la pression dans le hall, et p_0 celle de la chambre d'expérience. Il est évident que

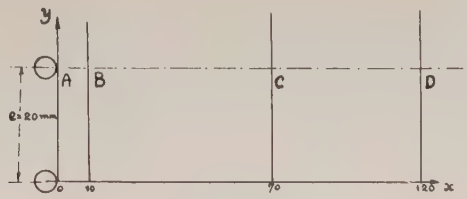

Fig. 44

la vitesse moyenne $\overline{u}$ en un point variera avec y, mais la vitesse moyenne $\overline{V}$ correspondant au débit sera constante et égale à :

$$\overline{V} = \frac{1}{e} \int_0^e \overline{u} \, . \, dy. \tag{1,7}$$

Résultats des essais sur un filtre simple de caractéristiques $e = 20$ mm et $d = 2$ mm.

Tableau III

PLANS	x	y	ENREGISTREMENTS	VITESSE moyenne $\overline{u}$	TURBULENCE absolue $\sqrt{\overline{u'^2}}$	TURBULENCE relative $\sqrt{\overline{u'^2}}/\overline{u}$
	mm	mm		m/s	m/s	%
A	0	0	A_1	11,4	0,68	5,9
		5	A_2	13,8	0,56	4,1
		10	A_3	13,9	0,38	2,7
B	10	0	B_1	11,4	0,69	6,0
		2	B_2	11,6	1,18	10,2
		5	B_3	13,9	0,82	5,9
		10	B_4	13,9	0,41	2,9
C	70	0	(voir D_1 même résultats)			8,1
		2	C_1	12,9	1,38	10,7
		5	C_2	13,9	1,08	7,8
		10	C_3	13,9	0,76	5,5
D	120	0	D_1	12,9	1,04	8,1
		2	D_2	13,2	1,40	10,6
		4	D_3	13,4	1,32	9,9
		6	D_4	13,6	1,11	8,2
		8	D_5	13,85	0,87	6,3

Vitesse moyenne correspondant au débit $\overline{V} = 13{,}40$ m/s.

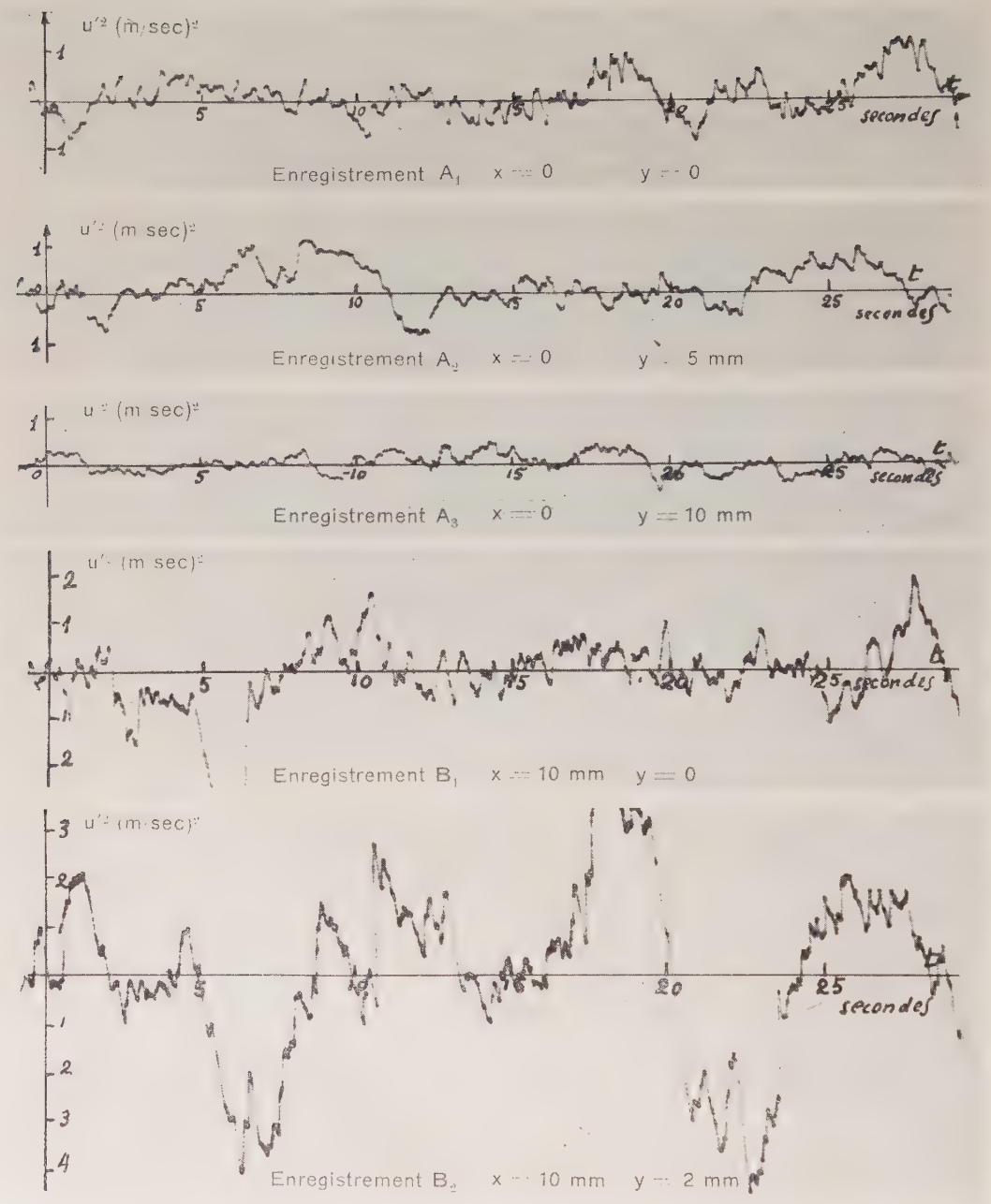

Fig. 45. — Exemples d'enregistrements. Filtre simple, composé de cylindres parallèles équidistants, de caractéristiques : $e = 20$ mm, $d = 2$ mm

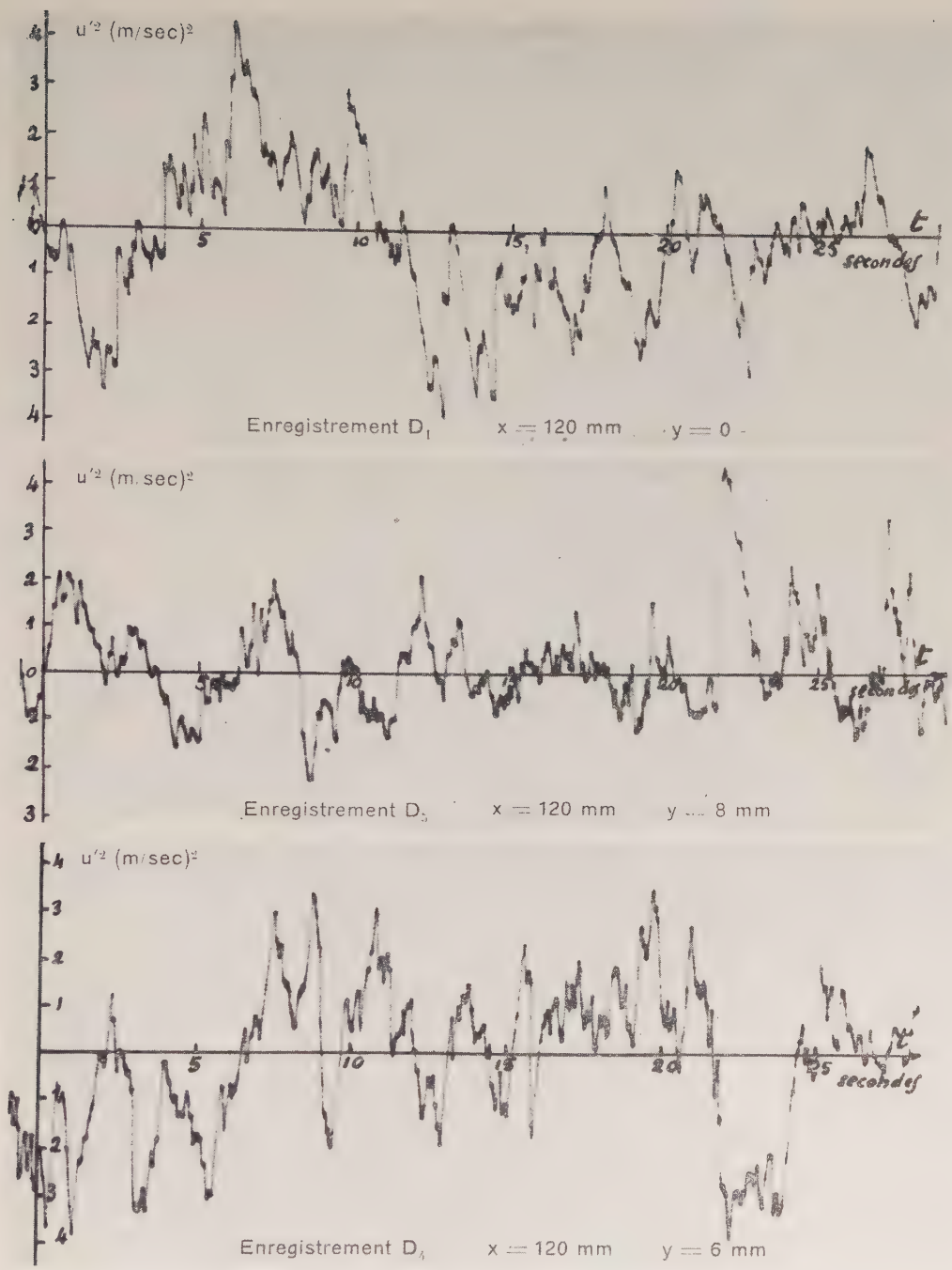

Fig. 46. — Exemples d'enregistrements. — Filtre simple, composé de cylindres parallèles équidistants, de caractéristiques $e = 20$ mm, $d = 2$ mm

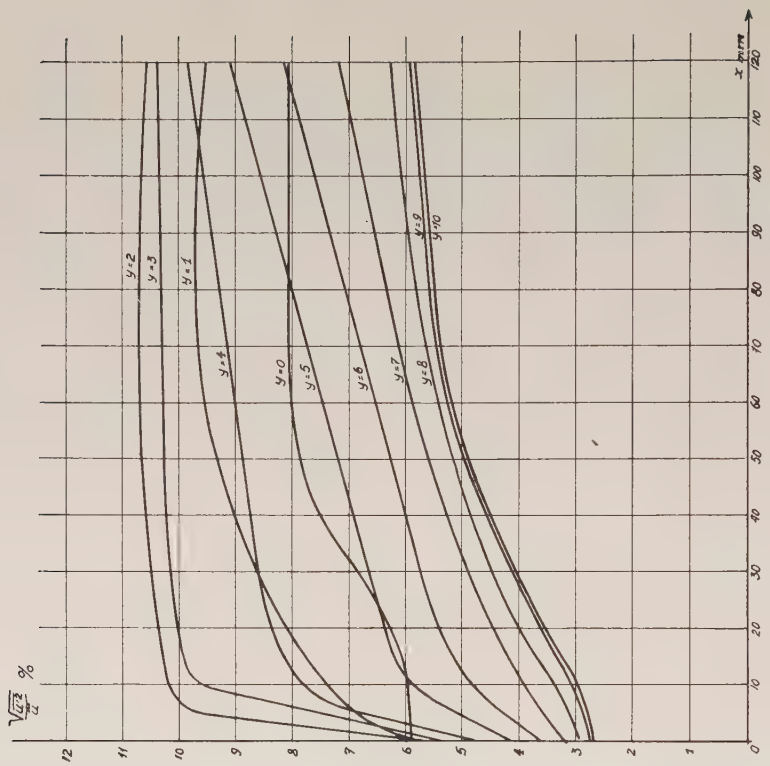

Fig. 48

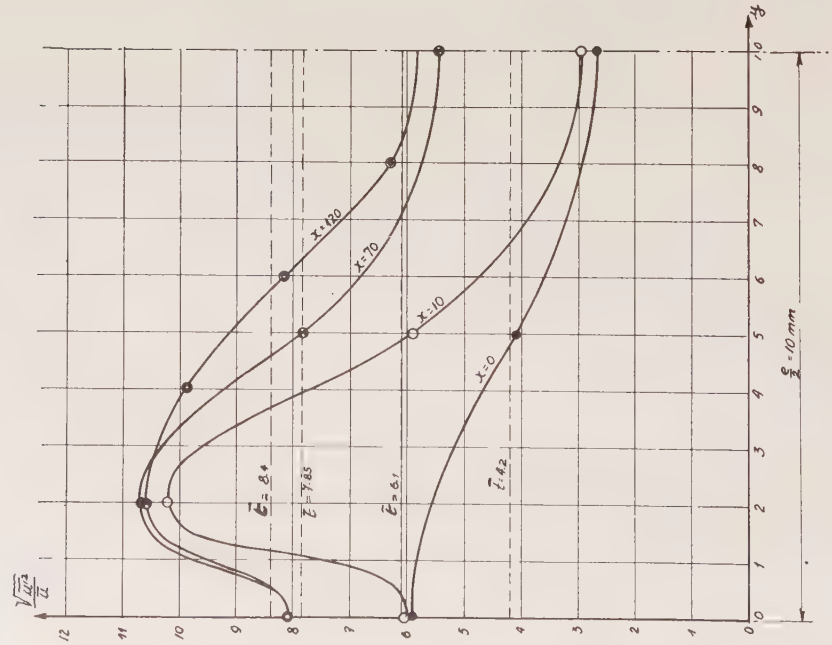

Fig. 47

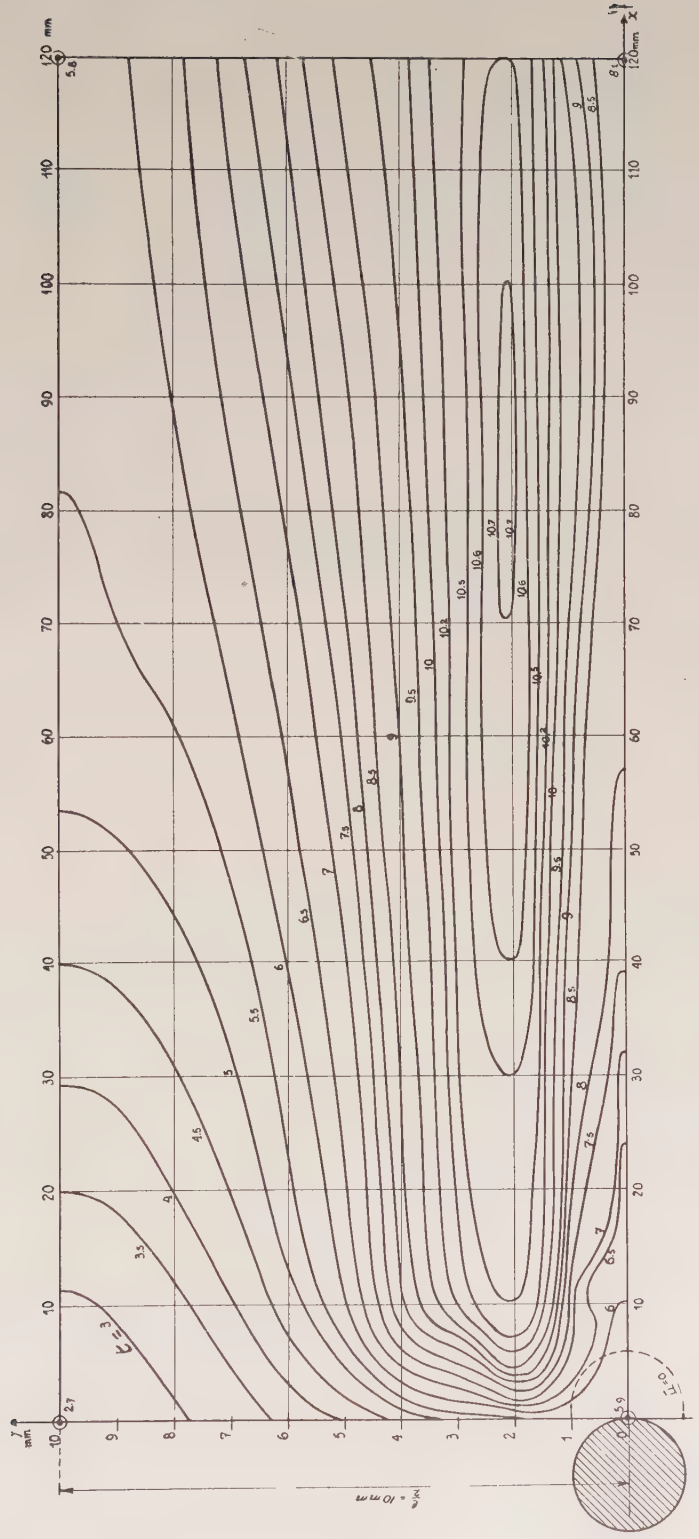

Fig. 49

Courbes expérimentales. — Avec les valeurs du tableau précédent, on peut construire les courbes $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u}$ en fonction de y (*fig.* 41 et 47) $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u}$ en fonction de x (*fig.* 41 et 48), et enfin un plan topographique avec courbes à turbulence relative constante (*fig.* 49).

De l'étude de ces trois graphiques, on peut faire les remarques suivantes :

1° La turbulence dans la région A (*fig.* 43) ne suit pas exactement le schéma tracé au début du chapitre, au contraire, de $x = 0$ à $x = 35\ d$, la turbulence augmente, pour ensuite diminuer jusqu'à $x = X$ (distance critique). Entre les points $(y = 0,\ x = 10)$ $(y = 0,\ x = 120)$ la turbulence relative $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u}$ passe de 6 % à 8,1 %, — dans le plan $y = d = 2$, elle passe de 5,5 % $(x = 0)$ à 10,7 % pour $x = 70$ mm, reste constante jusqu'à $x = 100$ mm ; et ensuite commence à décroître pour atteindre 10,6 % pour $x = 120$ mm, ensuite la décroissance continue jusqu'à la région C (*fig.* 43).

Il ne faut pas oublier que ces résultats ont un caractère global, car les tubes explorateurs ont un diamètre intérieur de 6 mm, par conséquent, chaque enregistrement donne la moyenne de u'^2, non en un point, mais dans une section

Fig. 50

d'environ 30 mm², d'un autre côté on ne peut diminuer le diamètre des tubes sous peine de voir les petites oscillations se réduire à zéro, — c'est bien là l'inconvénient de la capsule manométrique, et l'avantage très net du fil chaud.

En particulier, pour la position $(y = 0,\ x = 0)$ des tubes explorateurs (*fig.* 50), l'enregistrement A_1 donne une turbulence de 5,9 %, qu'il ne faut pas considérer comme exacte, car les tubes se trouvent dans le sillage 1, qui on sait, donne une dépression, alors quand 2 et 3 existe une pression correspondant à la vitesse de l'air circulant auprès du cylindre.

Dans cette région, l'emploi du fil chaud est absolument nécessaire pour avoir une configuration exacte de la turbulence.

Piercy et Richardson (29) explorent au fil chaud la couche superficielle d'un cylindre (voir *fig.* 51) et trouvent naturellement à l'arrière un grand centre de tourbillonnement, et en avant une petite région de turbulence. Cette instabilité remarquée à l'avant disparaît dans le mouvement le long du cylindre.

On remarque aussi sur les graphiques précédents que la turbulence est maximum dans le plan $y = 2$, ce qui correspond assez bien à la courbe 60 de Richardson (figure ci-dessus), ce résultat s'explique par le passage dans ce plan de tourbillons tous parallèles qui se détachent du cylindre.

2° La turbulence dans la région B (*fig.* 43) augmente comme il a été indiqué au début, — dans le plan $y = \frac{e}{2} = 10$, elle augmente de 2,7 % ($x = 0$) à 5,8 % ($x = 120$ mm). Il semble d'après le tracé des lignes à turbulence constante, que la région C doit être assez éloignée, et que la distance critique X peut être comprise entre 250 à 300 mm.

3° Pour simplifier l'écriture, appelons t la turbulence relative $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u}$ en un point, elle varie avec y, sa valeur moyenne peut s'écrire :

$$\overline{t} = \frac{1}{e}\int_0^e t \,.\, dy \quad \text{ou} \quad \overline{t} = \frac{2}{e}\int_0^{\frac{e}{2}} t \,.\, dy, \tag{4,2}$$

puisque les courbes sont symétriques par rapport au plan $y = \frac{e}{2}$ (voir graphique, *fig.* 47).

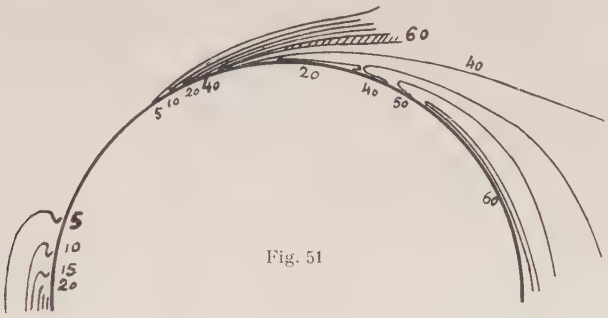

Fig. 51

En intégrant à l'aide du planimètre, on trouve les résultats suivants (tableau IV) (graphique, *fig.* 52) :

Tableau IV

PLAN	TURBULENCE MOYENNE $\overline{t}$
mm	%
$x = 0$	4,2
$x = 10$	6,1
$x = 70$	7,8
$x = 120$	8,3

Il en résulte que la turbulence moyenne augmente à l'aval du filtre jusqu'à une certaine distance $x < X$, on peut prévoir d'après la forme de la courbe, qu'elle tend à devenir constante à mesure que l'on se rapproche de la région C.

On aurait cru, *a priori*, que la turbulence moyenne $\overline{t}$ était constante, quelle que soit la valeur de x, il est alors normal de se poser la question : d'où vient cette augmentation de turbulence ?

Il me semble que ce phénomène est dû à la circulation des tourbillons se détachant des parois du filtre, dans l'écoulement normal du courant d'air, — alors deux cas sont à envisager :

a) Pour une vitesse moyenne faible (ou pour un faible nombre de Reynolds), l'amortissement de la perturbation peut se produire, — les particules d'air agissent comme un frein sur la marche des tourbillons, alors l'écoulement tend à redevenir permanent.

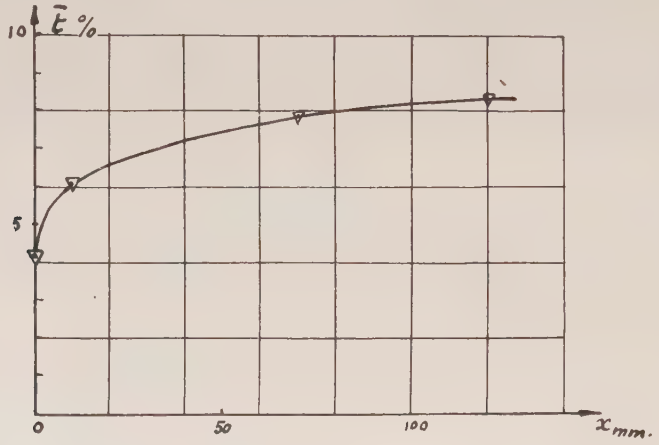

Fig. 52

b) Pour une vitesse moyenne plus grande, l'amortissement ne se produit plus, au contraire, les tourbillons de plus forte intensité entraînent dans leur mouvement toutes les particules d'air environnantes, et même perturbent celles dont les trajectoires sont parallèles à l'écoulement moyen, — d'où une augmentation de la turbulence moyenne au début de la région AB.

On remarque que les enregistrements à grande variation de vitesse, B_2, C_1, D_2, dans cette région AB de grand bouleversement, ont une périodicité marquée, il est bien certain que les courbes de fréquence correspondantes n'auront pas la forme de la courbe en cloche de Gauss, il en résulte que la turbulence n'est pas complètement développée, et que l'on est plutôt dans une région « tourbillonnaire » que « turbulente » au sens propre du mot. La *figure* 53 montre que la courbe de fréquence correspondant à l'enregistrement C_1 (point $x = 70$ mm, $y = 2$ mm) est la résultante de quatre courbes en cloche représentant chacune une turbulence différente. Lorsque la région C à turbulence réelle sera atteinte, les grandes oscillations dues aux tourbillons se transformeront en oscillations rapides d'amplitudes plus petites, avec des harmoniques de fréquences diverses, et il en résultera un degré de turbulence plus petit, inférieur sans doute ici à 8 %, mais la condition de turbulence sera vérifiée.

4° La répartition de la turbulence est à peu près sinusoïdale dans le plan tangent au filtre ($x = 0$). On a (*fig.* 47) :

$$t = \overline{t} + t_0 \cos ky,$$

k étant une constante déterminée en faisant par exemple $y = \frac{e}{2}$,

$$t = \overline{t} - t_0 \quad \cos ky = 1 \quad \text{d'où :} \quad k = \frac{2\pi}{e}.$$

Dans les autres plans, cette répartition sinusoïdale est disparue.

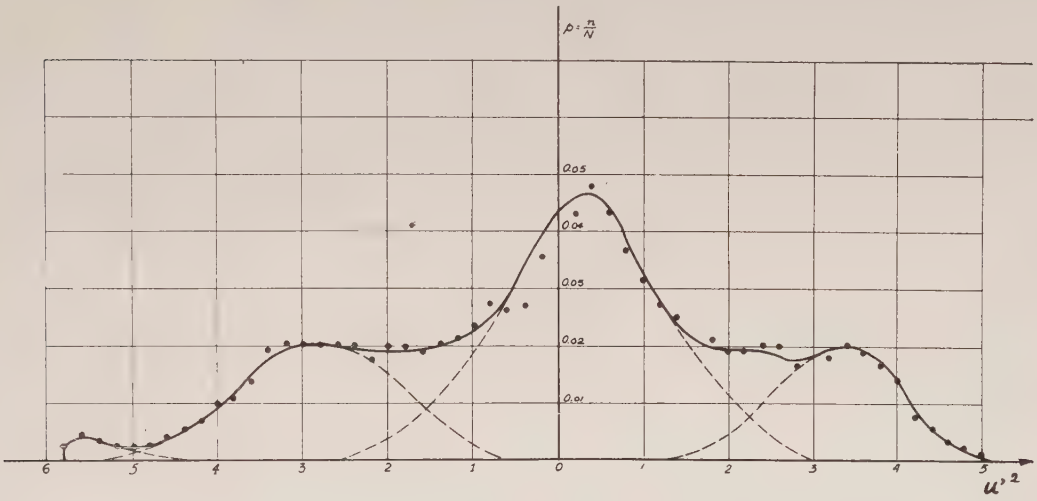

Fig. 53

5° Dans la région environnante du point ($x = 0$, $y = 10$), la turbulence est minimum et égale à 2,7 %, valeur correspondant exactement à celle obtenue dans la veine au même endroit, sans filtre (graphique), il en résulte que le filtre n'agit pas dans cette région, ce qui est d'ailleurs normal.

III. — Comparaison d'un filtre simple et d'un filtre double au point de vue turbulence (*fig.* 41 et 42).

Pour comparer ces deux filtres, il suffit d'examiner dans un même plan x, la valeur de turbulence moyenne $\overline{t}$.

Dans ce second essai, la distance choisie est $x = 113$ mm, distance correspondant à la position du centre de la sphère lors de l'expérimentation pour la détermination de la variation du coefficient de résistance C_x.

Résultats de l'essai sur filtre double. — L'exploration se fait toujours avec les tubes T_1 et T_2, pendant l'essai, la dépression dans la chambre d'expérience était 13,32 kg/m² (*fig.* 54).

Caractéristiques du filtre double : $e = 20$ mm, $d = 2$ mm.

TABLEAU V

x	z	y	ENREGISTREMENTS	TURBULENCE ABSOLUE $\sqrt{\overline{u'^2}}$	TURBULENCE RELATIVE $\sqrt{\overline{u'^2}}/\overline{u}$
mm	mm	mm		m/s	%
113	0	0	E_1	1,17	8,8
		2	E_2	1,19	8,9
		10	E_3	0,92	7
	2	0	E_2	1,19	8,9
		2	E_4	1,06	7,9
		10	E_5	0,97	7,3
	10	0	E_3	0,92	7
		2	E_5	0,97	7,3
		5	E_6	0,96	8,8
		8	E_7	0,92	6,6

Vitesse moyenne : $\overline{V} = 13{,}70$ m/s

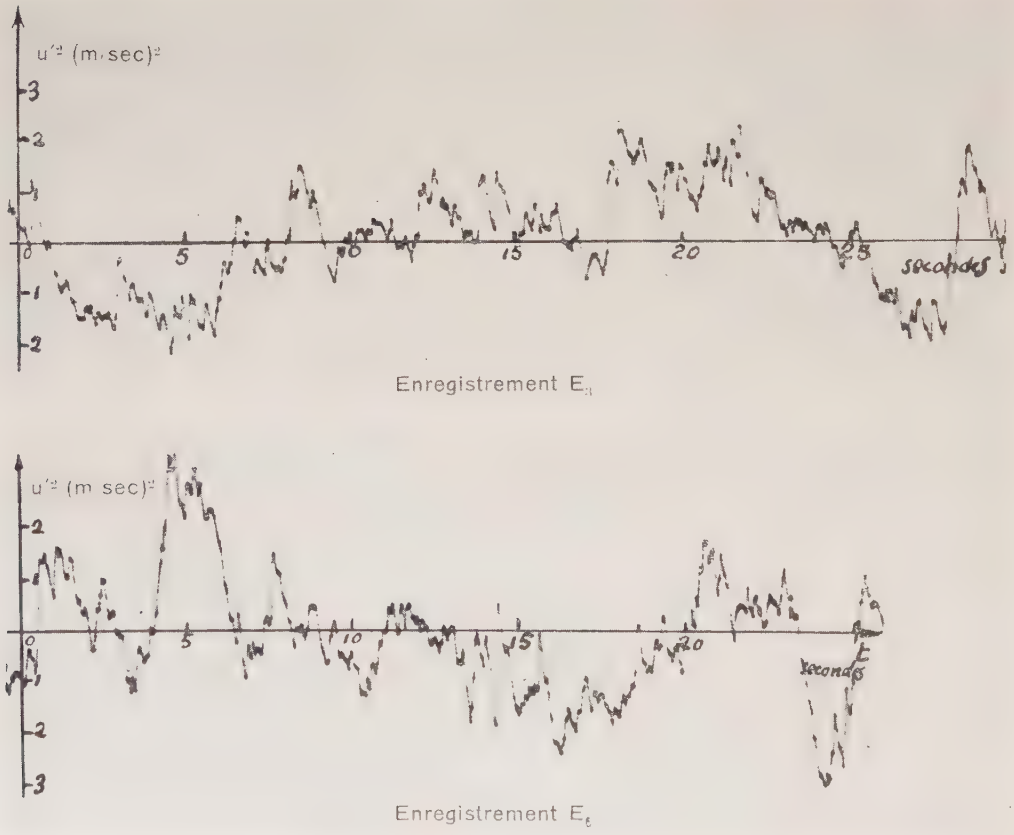

Fig. 51. Exemples d'enregistrements. Filtre double $e = 20$ mm, $d = 2$ mm

Courbes expérimentales. — Avec les valeurs précédentes, on peut construire les courbes $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$ en fonction de y (*fig.* 55), on aura une famille de courbes à $z = \text{Cte}$, et enfin on construira les courbes à turbulence relative constante dans le plan yz ($x = 113$ mm). Les parties hachurées sont à turbulence constante (*fig.* 56).

De l'étude de ces deux graphiques, on peut faire les remarques suivantes :

1° La turbulence est maximum aux environs du nœud N (ligne à turbulence constante passant par les points ($y = 0$, $z = 2$) ($y = 2$, $z = 0$) et a pour valeur 8,9 % au centre du nœud ($y = 0$, $z = 0$), elle est légèrement plus petite et égale à 8,8 %, — elle est minimum dans la région R (6,6 %). De la région N à la région M, la turbulence croît d'abord de 8,8 % à 8,9 %, puis décroît jusqu'à 7 %; de la région M au centre R, elle croît au début de 7 % à 7,3 % pour décroître jusqu'à 6 %. Il en résulte qu'à distance x égale, la variation de la turbulence du filtre double (8,9 % à 6,6 %) est moins grande que celle du filtre simple (10,6 % à 5,8 %).

Le filtre double aurait donc l'avantage sur le filtre simple, de provoquer plus vite le passage de la région tourbillonnaire AB à la région C à turbulence constante. On peut s'en rendre compte autrement. Lors de la détermination de la poussée sur une sphère, on observe avec le filtre simple composé de cylindres parallèles, des oscillations de la balance, assez difficilement amortissables, tandis qu'avec le filtre double, les oscillations de faible amplitude s'amortissent facilement par l'emploi d'un plateau se déplaçant dans de l'huile (amortisseur). Ce balancement vient sans doute de l'action de la file de longs tourbillons tous parallèles, alors que pour le filtre double, il existe deux rangées perpendiculaires de tourbillons qui se nuisent mutuellement et, par conséquent, se désagrègent plus vite, et se transforment en un mouvement agité, où toute périodicité disparaît, — le régime turbulent est apparu et a une valeur constante, ou presque constante dans toute la région, d'où un balancement moindre. La turbulence se développe donc plus vite à l'aval d'un filtre double qu'à l'aval d'un filtre simple.

2° Posons comme précédemment $t = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$ turbulence relative, ou degré de turbulence en un point. La moyenne de t dans la section $S = \frac{e^2}{4}$ (voir *fig.* 55 et 56) est :

$$\overline{t} = \frac{1}{S} \iint_S t\,(y, z)\, dy\, dz, \tag{4,3}$$

intégrale que l'on peut mettre sous la forme :

$$\overline{t} = \frac{2}{e} \int_0^{\frac{e}{2}} dz \;.\; \frac{e}{2} \int_0^{\frac{e}{2}} t\,(y, z)\, dy, \tag{4,3'}$$

puisque y et z varient de 0 à $\frac{e}{2}$.

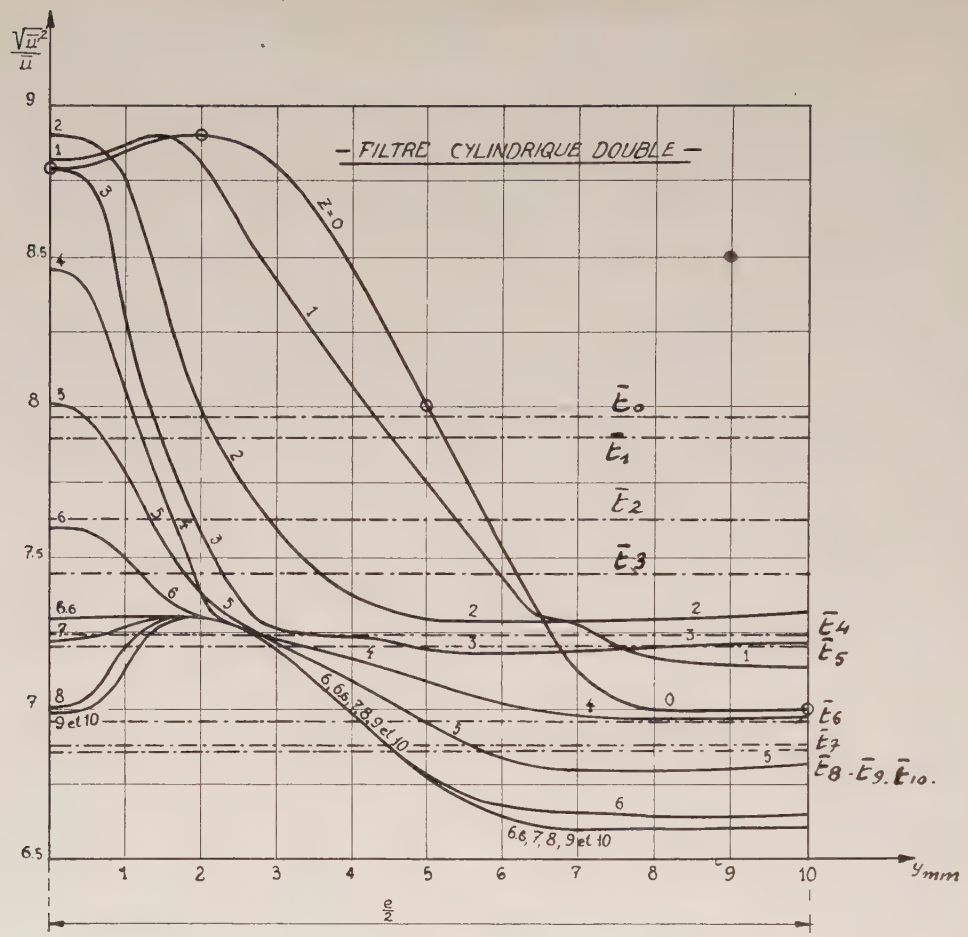
FILTRE CYLINDRIQUE DOUBLE
z=0
1
2
3
4
5
6
6,6,7,8,9 et 10
$\bar{t}_0$
$\bar{t}_1$
$\bar{t}_2$
$\bar{t}_3$
$\bar{t}_4$
$\bar{t}_5$
$\bar{t}_6$
$\bar{t}_7$
$\bar{t}_8 \cdot \bar{t}_9 \cdot \bar{t}_{10}$.
y mm
e/2

Fig. 55

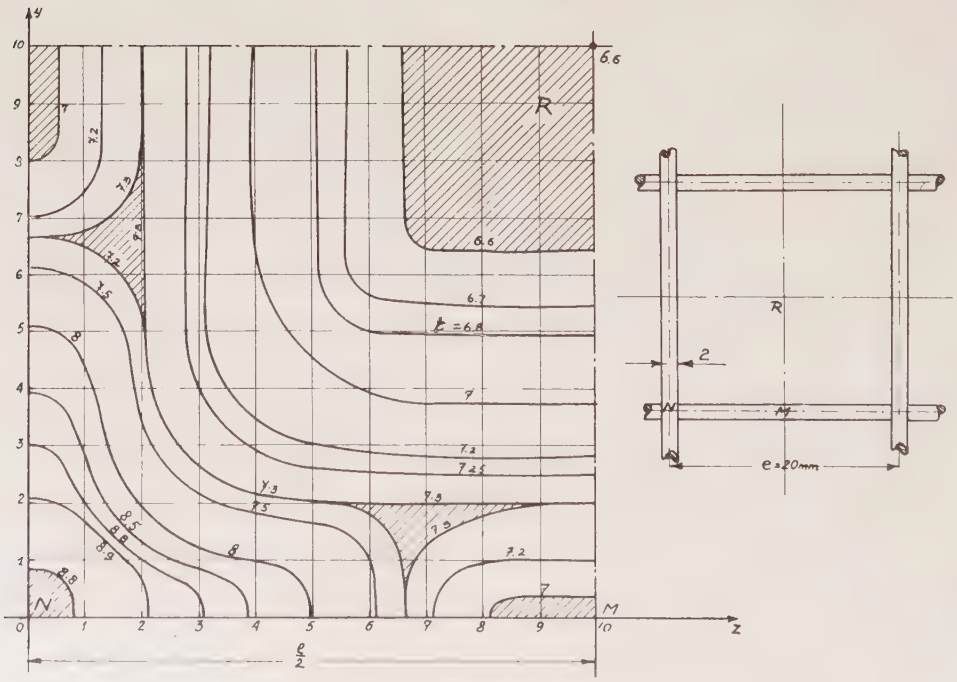
y
z
R
N
M
6.6
6.7
7
7.2
7.5
8
8.5
8.8
8.9
7.9
e/2
e=20mm
2

Fig. 56

Posons :

$$\overline{t_y} = \frac{2}{e} \int_0^{\frac{e}{2}} t\,(y, z)\, dy,$$

t_y se détermine facilement ici, par dix intégrations, z prenant les valeurs successives 0, 1, 2... $\frac{e}{2} = 10$ (*fig.* 55), on obtient alors les ordonnées moyennes $\overline{t_0}$, $\overline{t_1}$..... $\overline{t_{e/2}}$. Ces valeurs portées en ordonnée, et z en abscisse donne la courbe $\overline{t_y}\,(z)$ (*fig.* 57), qui représente la variation de la turbulence moyenne $\overline{t_y}$ suivant oz. L'ordonnée moyenne de cette dernière courbe :

$$\frac{2}{e} \int_0^{\frac{e}{2}} \overline{t_y}\ .\ dz,$$

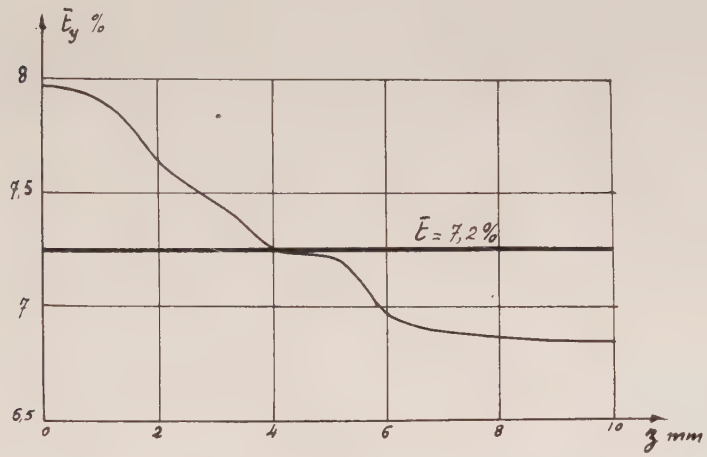

Fig. 57

est précisément la valeur de $\overline{t}$ (équation 4, 3').

De même la vitesse moyenne $\overline{V}$ correspondant au débit dans la section S sera :

(1,8) $$\overline{V} = \frac{1}{S} \iint_S \overline{u}\,(y, z)\, dy\ .\ dz.$$

$\overline{u}$ étant la vitesse moyenne au point y, z.

Résultats de l'essai sur le filtre double. — Vitesse moyenne $\overline{V} = 13{,}70$ m/s.

L'ordonnée moyenne de la courbe $\overline{t_y}\,(z)$ (*fig.* 57) donne la valeur de la turbulence relative moyenne $\overline{t} = 7{,}2$ % à une distance $x = 113$ mm du filtre. Pour la même distance x, le filtre simple donne $\overline{t} = 8{,}3$ % (graphique, *fig.* 52) pour une vitesse moyenne de 13,40 m/s.

Critique de ces deux valeurs. — On a déjà vu plus haut que la turbulence dans la région C à l'aval d'un filtre simple, sera certainement très inférieure à

la valeur trouvée 8,3 %, car la section explorée se trouve en pleine zone tourbillonnaire — pour le filtre double, la valeur de t varie peu, la turbulence peut être considérée comme développée, la section explorée est proche de la région C à turbulence constante, il est donc probable que la valeur de $\overline{t}$ variera peu (vers 7 %).

Il en résulte qu'il est impossible malgré ces deux valeurs exactes de comparer ces deux filtres, valeurs qui conduiraient à énoncer que le filtre simple est plus turbulent que le filtre double (filtres de mêmes dimensions).

CHAPITRE V

INFLUENCE de la TURBULENCE CRÉÉE par des FILTRES, sur le COEFFICIENT de RÉSISTANCE des SPHÈRES

Les paramètres qui agissent sur la valeur du coefficient de résistance C des sphères, un filtre étant interposé à la sortie du collecteur, sont nombreux : distance L de la sphère au filtre, — dimensions du filtre (épaisseur, entre axes, profondeur), — rugosité. Pour comparer les différents filtres, on prendra :

$$L = Cte = 0{,}75 \cdot D = 113 \text{ mm}.$$

(D = diamètre de la sphère), et on fera varier les autres paramètres.

I. — Filtres lisses et rugueux de mêmes dimensions *e* et *d*.

On examinera des filtres composés de cylindres parallèles, simple et double (*fig.* 41 et 42) de dimensions $d = 2$ mm, et $e = 20$ mm, leurs parois étant d'abord lisses, ensuite rugueuses.

L'étude précédente du chapitre IV montre le développement de la turbulence à l'aval de ces deux filtres lisses. On a vu que la valeur trouvée 8,3 % (turbulence relative) pour le filtre simple, est très supérieure à la valeur réelle, alors que pour le filtre double, elle est certainement proche de la réalité.

Pour savoir réellement lequel des deux est le plus turbulent, il suffit de relever les valeurs du coefficient de résistance C d'une sphère, en fonction du nombre de Reynolds $\mathcal{R}$, en interposant successivement ces deux filtres à la sortie du collecteur. On obtient les courbes II et III (*fig.* 58). Pour une même valeur de $\mathcal{R}$, la valeur de C est plus petite pour le filtre double, il est donc plus turbulent que le filtre simple. Nous verrons plus loin que lorsque l'entre axe *e* diminue, la turbulence du filtre simple peut dépasser celle du filtre double.

Ces mêmes filtres, devenus rugueux par du sable collé sur leurs parois, donnent une turbulence beaucoup plus importante, pour une perte de charge peu supérieure à celle des filtres lisses (courbes IV et V).

Examen de ces courbes. — On observe en général une décroissance de C quand $\mathcal{R}$ croît — décroissance due comme on le sait à la turbulence créée par

les filtres. Toutefois, il faut remarquer que cette diminution de C ne s'observe pas toujours dans les faibles nombres de Reynolds, mais à partir de la valeur $\mathcal{R} = 40\,000$, C décroît à peu près uniformément, — la pente étant sensiblement

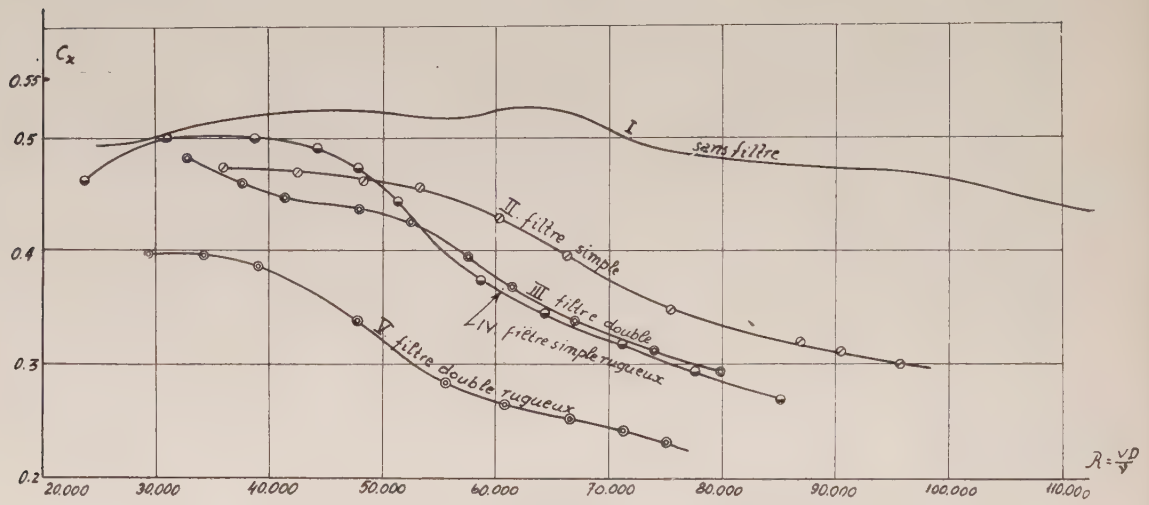

Fig. 58

la même pour toutes les courbes. On pourrait écrire grossièrement $C = b - a\mathcal{R}$, b et a étant deux constantes positives (ceci entre les nombres 40 000 et 90 000). D'autre part, on remarque que les courbes III et IV sont presque confondues

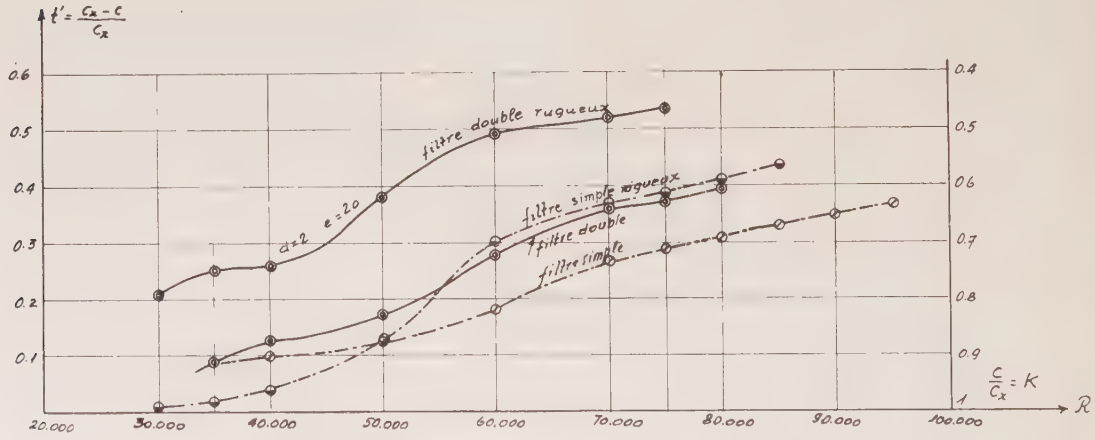

Fig. 59

pour les valeurs de $\mathcal{R}$ supérieures à 50 000, — ce qui indique que le filtre simple rugueux, équivaut au filtre double lisse, au point de vue turbulence créée (pour les dimensions $d = 2$ mm, $e = 20$ mm), il est même supérieur à ce dernier sa perte de charge relative étant moins grande pour une même valeur de la vitesse moyenne.

La rugosité abaisse considérablement le nombre critique, pour le filtre lisse on a : $\mathcal{R}_c = 95\,000$, alors qu'avec le même filtre, mais rugueux, on a : $\mathcal{R}_c = 75\,500$. De même avec le filtre double — lisse, $\mathcal{R}_c = 78\,000$ — rugueux, $\mathcal{R}_c = 53\,000$. On peut compléter utilement les mesures de Dryden et Kuethe (tableau I, et courbe *fig.* 63) par la valeur du degré de turbulence obtenue avec le filtre double dans le chapitre précédent — pour $C = 0{,}3$, $\mathcal{R}_c = 78\,000$ et

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}} = 7{,}2\ \%.$$

Enfin, les courbes de la *figure* 59 donnent les valeurs des coefficients, de turbulence t', et de « diminution de résistance » K des filtres ci-dessus, — coefficients marquant l'importance des filtres au point de vue de leur turbulence propre.

II. — Grillages quelconques.

J'ai expérimenté sur divers grillages plus ou moins serrés. De l'étude des enregistrements (*fig.* 60) obtenus en faisant varier la vitesse moyenne, — et des courbes C ($\mathcal{R}$), on déduit nettement deux types de grillages au point de vue turbulence :

Le premier type de grillages, qui est représenté ici par le grillage G_1 (dimensions $d = 0{,}1$ mm, $e = 1{,}7$ mm) (*fig.* 60) donne une turbulence relative maximum en M (*fig.* 61), — cas paradoxal analysé dans le chapitre III (turbulence de la soufflerie employée) — ensuite, elle tend à devenir constante quand u augmente, et a pour valeur 5,1 %, le nombre de Reynolds critique correspondant étant 104 000 (*fig.* 62).

Ces grillages du premier type, à mailles fines et serrées, donnant une turbulence que j'appellerai « *turbulence fine* », agissent moins vite sur la couche limite de la sphère que les filtres simples et doubles précédents, on peut s'en rendre compte par la forme de la courbe C ($\mathcal{R}$) du grillage G_1 (*fig.* 62), — cette courbe reste sensiblement parallèle à la courbe C_x (sans filtre), jusqu'à une valeur de $\mathcal{R}$ égale à 90 000, — mais en revanche, ces grillages transforment plus brutalement la couche limite laminaire de la sphère, en couche limite turbulente dans la région du point critique. A ce point de vue, les grillages fins se rapprochent de l'écoulement sans filtre, sauf que leur nombre critique est plus bas, et que leur perte de charge est d'autant plus grande qu'ils sont plus serrés.

Le deuxième type de grillages représenté par le grillage G_2 (dimensions $d = 0{,}8$ mm, $e = 7$ mm) composé de fils de diamètres beaucoup plus grands que les précédents, se rapproche des filtres étudiés (nids d'abeilles, filtres simples et doubles, etc.), on observe une décroissance continue de la courbe C ($\mathcal{R}$) (*fig.* 62). D'autre part, les enregistrements G_2 (1, 2, 3, 4) donnent une courbe $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}(\overline{u})$ d'allure constante à partir de $\overline{u} = 3$ m/s. A partir de cette valeur, la turbulence relative est égale à 7,3 %, — le nombre critique R_c correspondant est : 83 000.

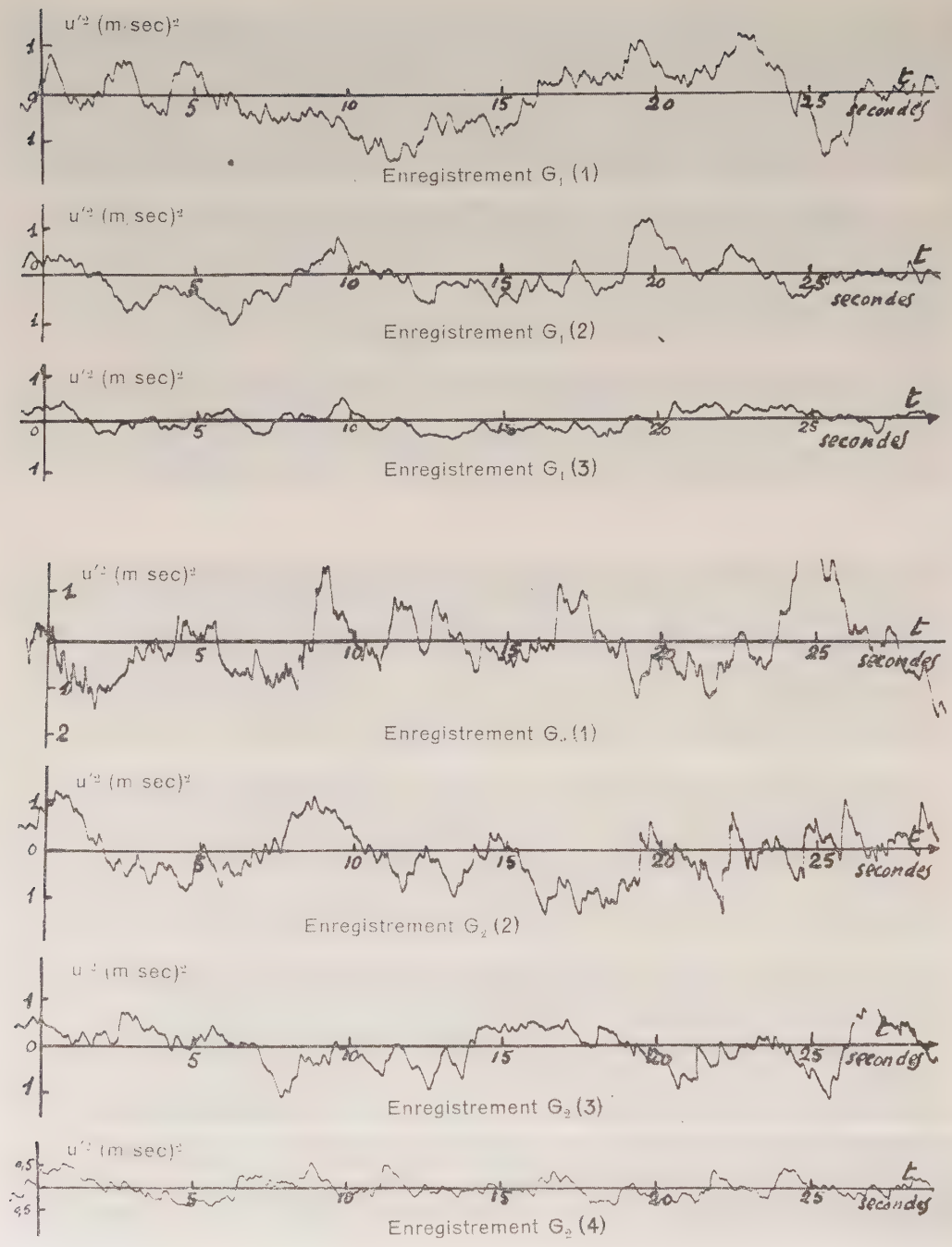
u'² (m sec)²
t
secondes
Enregistrement G₁ (1)
Enregistrement G₁ (2)
Enregistrement G₁ (3)
Enregistrement G₂ (1)
Enregistrement G₂ (2)
Enregistrement G₂ (3)
Enregistrement G₂ (4)

Fig. 60

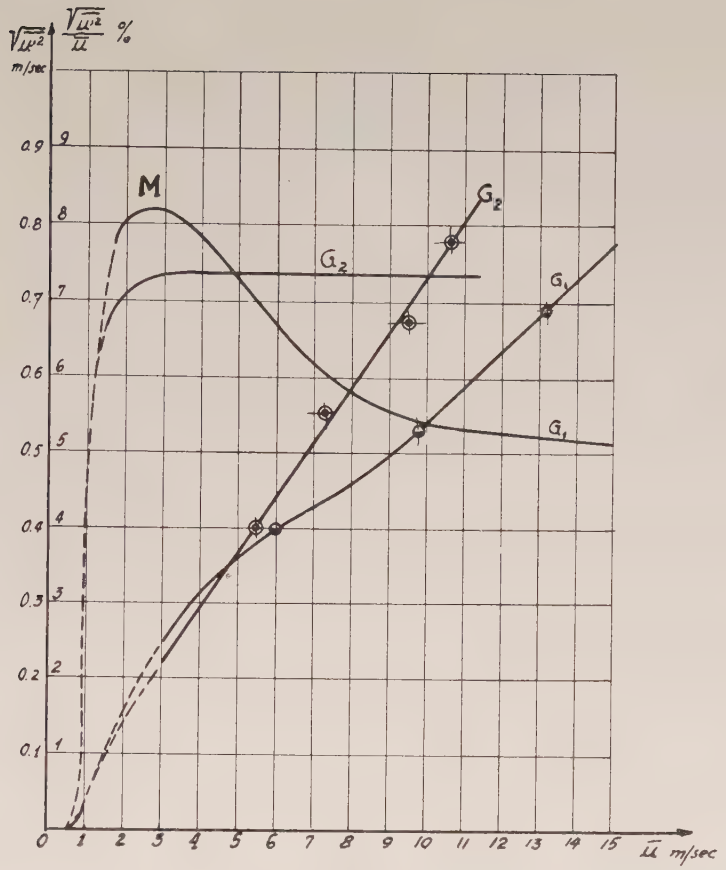
$\sqrt{\overline{u'^2}}$ m/sec
$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$ %
M
G_2
G_2
G_1
G_1
$\overline{u}$ m/sec

Fig. 61

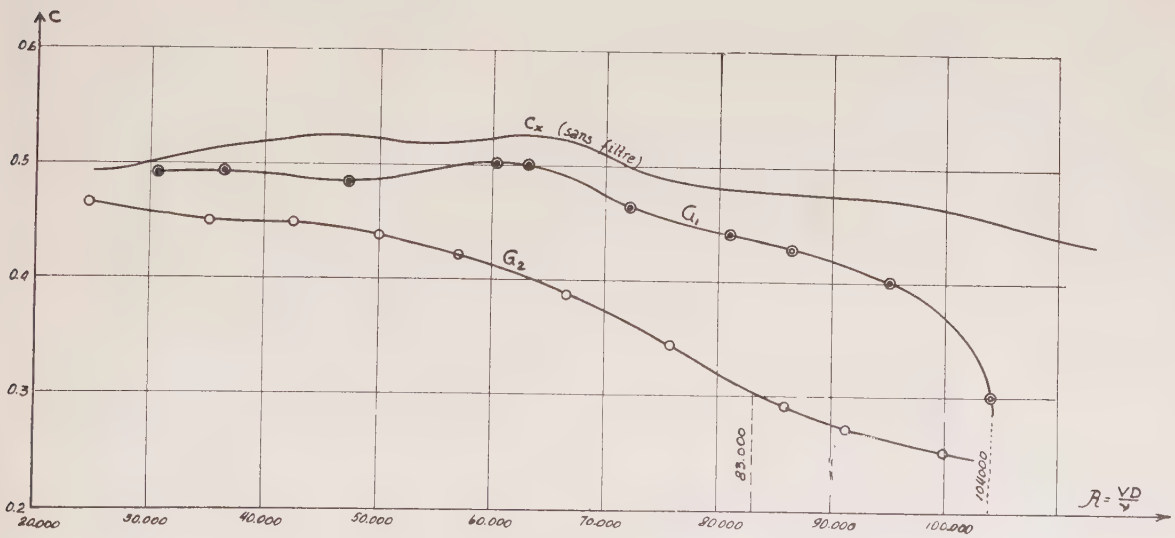
C
C_x (sans filtre)
G_1
G_2
85.000
100.000
$R = \frac{VD}{\nu}$

Fig. 62

En résumé, le grillage G_2 à gros fils, du second type, est plus turbulent que le grillage fin G_1 du premier type, — donc, il y a lieu de croire que les grillages ne sont pas de plus en plus turbulents à mesure qu'ils sont plus fins et plus serrés. Au contraire, les grillages fins et serrés, et les toiles, n'ont pas d'intérêt au point de vue turbulence, car la turbulence « fine » qu'ils donnent agit trop lentement sur le coefficient de résistance des modèles expérimentés, — elle est d'ailleurs loin de la turbulence « grossière » de l'atmosphère; à ce point de vue, un gros filtre donne une turbulence plus proche de la réalité. D'autre part, la perte de charge à travers les grillages du premier type est considérable pour une turbulence créée peu importante.

III. — Loi de correspondance, de la turbulence relative et du nombre critique de Reynolds des sphères.

C'est la courbe $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}\,\%$ en fonction de $\mathcal{R}_c$, — elle correspond par conséquent à un coefficient de résistance constant $C = 0{,}3$ (par convention). On

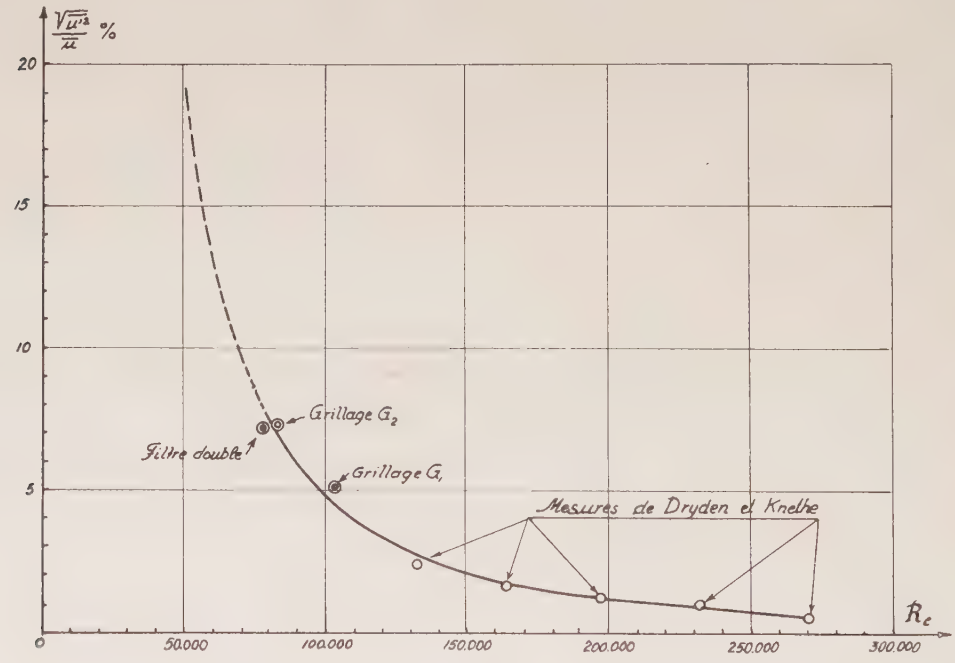

Fig. 63

pourrait d'ailleurs tracer une famille de courbes à C = Cte, C prenant les valeurs 0,3, 0,35, 0,4, etc. Les mesures de Dryden et Kuethe (tableau I) donnent les valeurs de la turbulence relative pour les nombres critiques élevés, et les mesures que j'ai effectuées sur le filtre double composés de cylindres parallèles ($d = 2$ mm, $e = 20$ mm) et sur les grillages précédents G_1 et G_2 complètent la courbe pour les faibles valeurs de $\mathcal{R}_c$.

La courbe tracée (*fig.* 63) qui donne avec une bonne approximation les valeurs de $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$ en fonction de $\mathcal{R}_c$, a pour équation :

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}} \cdot \mathcal{R}_c^2 = \text{Cte.} \tag{5,1}$$

En exprimant la turbulence relative en %, et en introduisant la valeur de la constante trouvée, on a :

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}} \% = \cdot \frac{4{,}8 \cdot 10^{10}}{\mathcal{R}_c^2}. \tag{5,1'}$$

La turbulence relative est alors inversement proportionnelle au carré du nombre de Reynolds critique des sphères, — ou autrement dit, — le produit de la turbulence relative par le carré du nombre de Reynolds critique des sphères est constant.

IV. — Étude de divers filtres à dimensions variables.

1° *Filtres simples et doubles, composés de cylindres parallèles équidistants* (*fig.* 41 et 42).

D'après le relevé des courbes C ($\mathcal{R}$) (*fig.* 64) et t' ($\mathcal{R}$) (*fig.* 65), on constate que les filtres doubles d'entre axes respectifs $e = 40$ mm, $e = 20$ mm sont plus turbulents que les mêmes filtres simples. Au contraire, pour $e = 10$ mm et $e = 5$ mm, les filtres simples sont les plus turbulents.

De cette étude, on peut tirer la conclusion suivante : la turbulence créée dépend de la disposition des cylindres, — pour un nombre de cylindres donné, on obtient la turbulence maxima, en les disposant parallèlement en filtre simple — par exemple : le filtre simple d'entre axes $e =$ 20 mm, composé du même nombre de cylindres que le filtre double d'entre axes $e = 40$ mm, est le plus turbulent.

Classement de ces filtres au point de vue turbulence. — La turbulence est d'autant plus élevée que le nombre critique $\mathcal{R}_c$ est plus faible.

Tableau VI

Filtre simple : $d = 2$ mm C = 0,3				Filtre double : $d = 2$ mm C = 0,3			
e	$\mathcal{R}_c$	$t' = \frac{C_x - C}{C_x}$	$t = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$	e	$\mathcal{R}_c$	$t' = \frac{C_x - C}{C_x}$	$t = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$
mm			%	mm			%
40	> 110 000	0,06	< 4	40	106 000	0,34	4,3
20	95 000	0,37	5,4	20	78 000	0,39	7,8
10	71 000	0,41	9,5	10	74 500	0,40	8,7
5	59 500	0,42	13,3	5	66 000	0,43	10,8

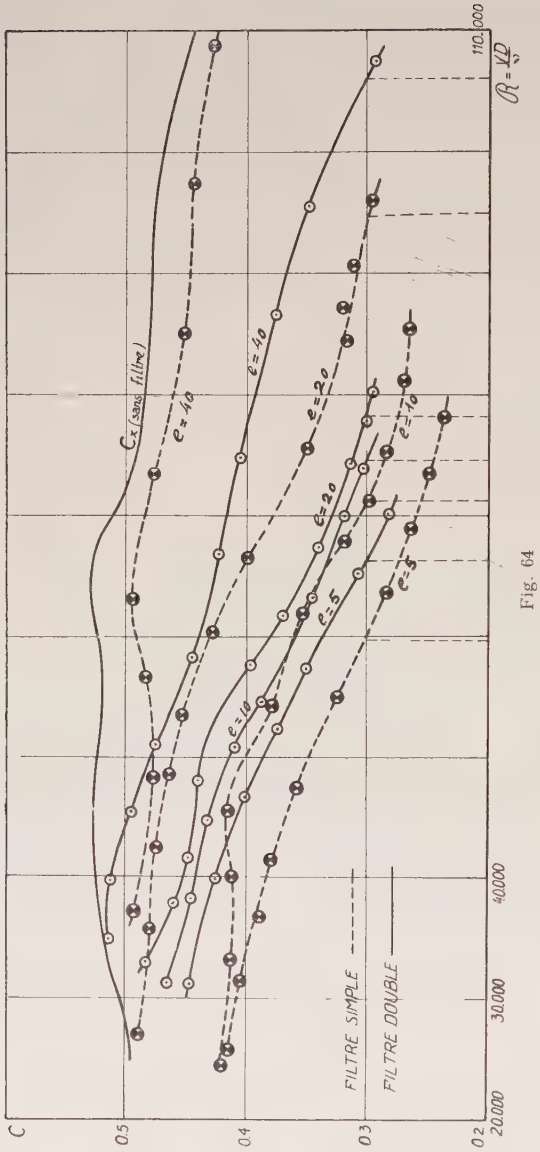
C
0.5
0.4
0.3
0.2
20.000
30.000
40.000
110.000
R = VD/ν
C₀ (sans filtre)
e = 40
e = 20
e = 10
e = 5
FILTRE SIMPLE
FILTRE DOUBLE

Fig. 64

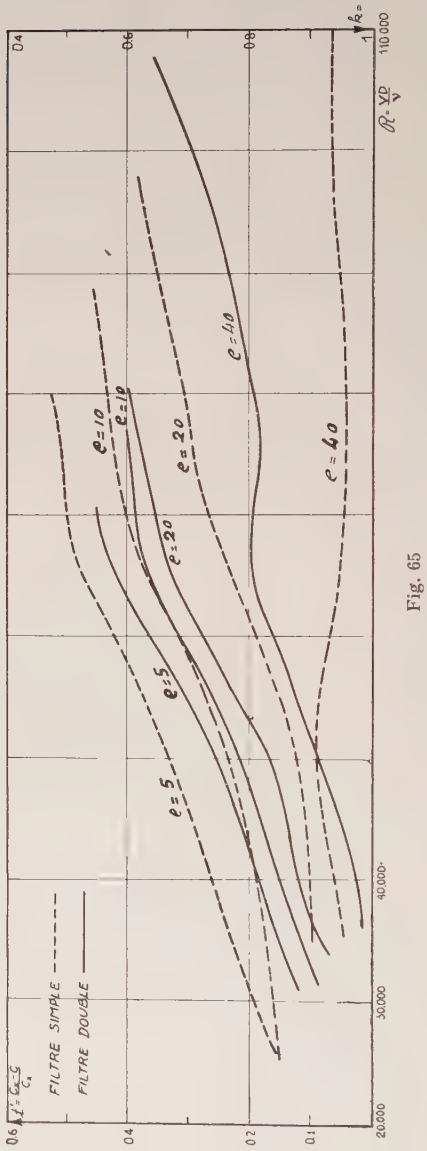
C/C₀
0.6
0.4
0.2
0.1
0.4
0.6
0.8
1
20.000
30.000
40.000
110.000
R = VD/ν
R = C/C₀
e = 40
e = 20
e = 10
e = 5
FILTRE SIMPLE
FILTRE DOUBLE

Fig. 65

Ce tableau donne les valeurs de $\mathcal{R}_c$, t' et t, correspondantes au coefficient de résistance C = 0,3 pour les différentes valeurs de e. Les valeurs de t sont obtenues à l'aide de la courbe $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}(\mathcal{R}_c)$ (*fig.* 63).

2° *Nids d'abeilles* (*fig.* 66). — L'étude des nids d'abeilles a une grande importance, ne serait-ce que pour la normalisation des tunnels. Ils ont trois dimensions :

— l'entre axes e;

— l'épaisseur de la tôle e';

— la profondeur l.

On peut les classer en deux catégories : (e' restant constant dans les deux cas) :

1° nids d'abeilles de profondeur l constante, e variable;

2° nids d'abeilles d'entre axes e constant, l variable.

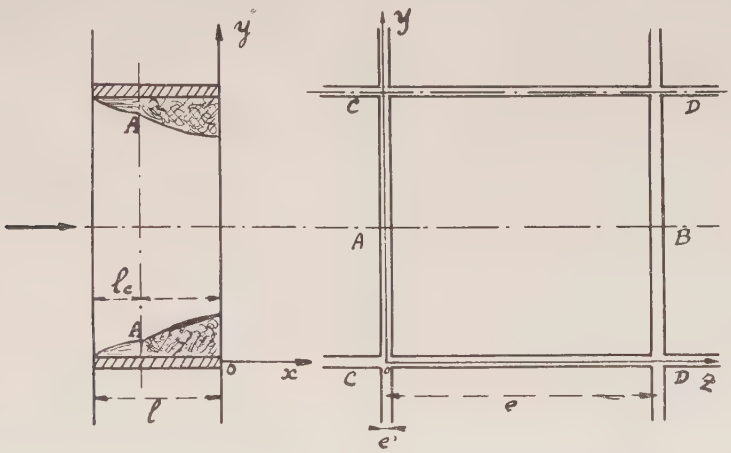

Fig. 66

Il est évident que la turbulence augmente pour les premiers quand e décroît, — pour les derniers quand l croît.

On cherchera plus loin, pour une turbulence donnée, la meilleure solution à adopter au point de vue dimensions, de façon que la perte de charge relative soit minimum. On remarque toujours une décroissance continue des courbes C ($\mathcal{R}$) (*fig.* 69), — décroissance due à l'augmentation uniforme de l'angle de décollement — on sait, en effet, que la couche limite lèche de plus en plus les parois de la sphère à mesure que la turbulence augmente.

La répartition de la turbulence à l'arrière d'un nid d'abeille dans la zone de transition est analogue à celle du filtre double composé de cylindres parallèles (*fig.* 42), toutefois, on peut remarquer sur la courbe $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}(\overline{u})$ (*fig.* 67) que

la turbulence est maximum dans les plans $(y\,x)$ pour $z=0$, $z=e$, — et dans les plans $(z\,x)$ pour $y=0$, $y=e$, — celà provient de la faible épaisseur des tôles constituant le nid d'abeilles.

Comparaison des nids d'abeilles. — Les courbes C $(\mathcal{R})$ et t' $(\mathcal{R})$ donnent respectivement les valeurs des nombres critiques $\mathcal{R}_c$, et des coefficients de turbulence t', pour diverses valeurs de e et de l (tableau n° VII).

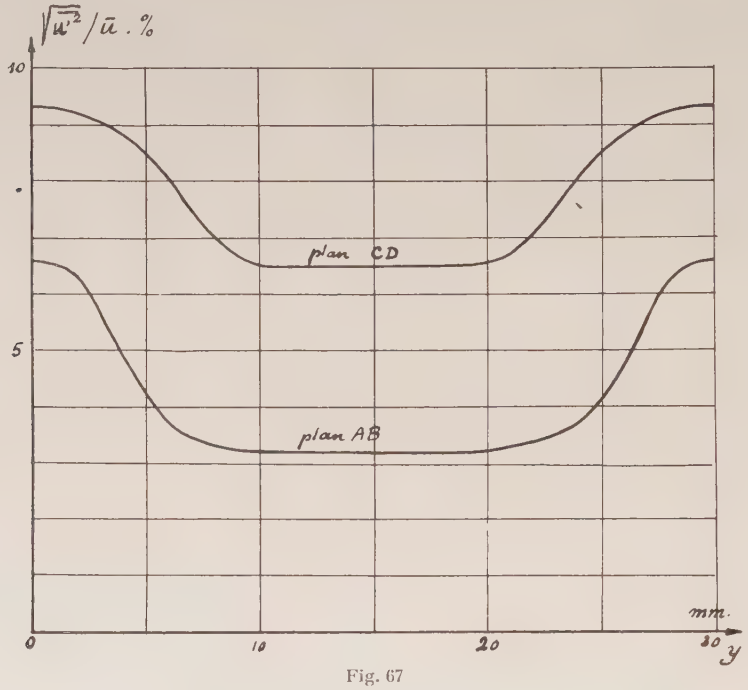

Fig. 67

TABLEAU VII

Nids d'abeilles : $e'=0{,}3$ mm $l=30$ mm				Nids d'abeilles : $e'=0{,}3$ mm $e=20$ mm			
e	$\mathcal{R}_c$	$t'=\frac{C_x-C}{C_x}$	$t=\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}$	l	$\mathcal{R}_c$	$t'=\frac{C_x-C}{C_x}$	$t=\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}$
mm			%	mm			%
30	103 700	0,34	4,5	15	97 000	0,35	5,1
20	85 000	0,37	6,6	30	85 000	0,37	6,6
10	73 000	0,40	9	45	77 000	0,39	8,1
Rugueux 30	77 000	0,39	8,1				

REMARQUE. — Le nid d'abeilles rugueux ($l=30$ mm, $e=30$ mm) donne la même turbulence que le filtre de grande profondeur ($l=45$ mm, $e=20$ mm). D'autre part, si on augmentait légèrement la dimension l de ce dernier filtre

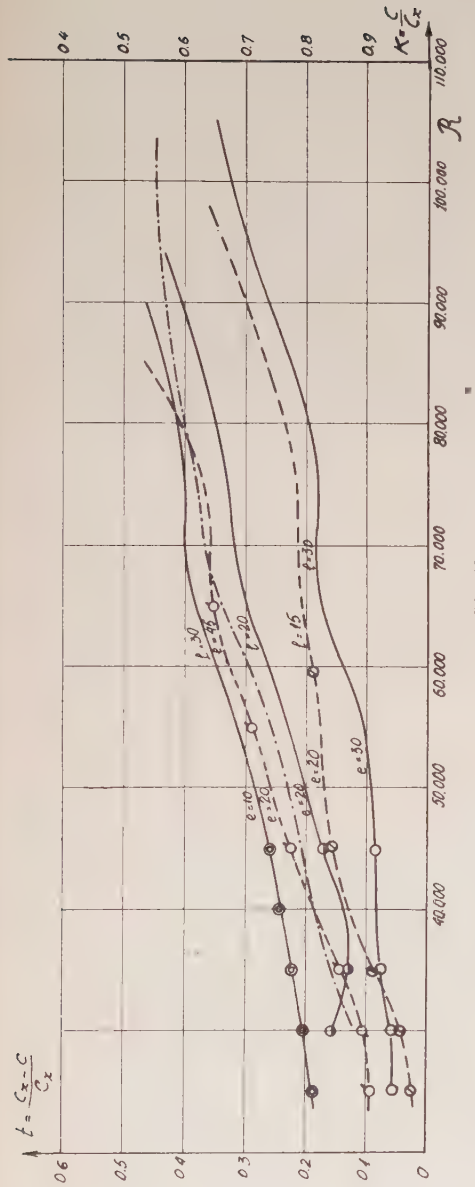
f = (Cx - C) / Cx
K = C / Cx
R
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
40.000
50.000
60.000
70.000
80.000
90.000
100.000
110.000
l=30
l=45
l=20
l=15
l=30
e=10
e=20
e=30
e=20
e=30

Fig. 68

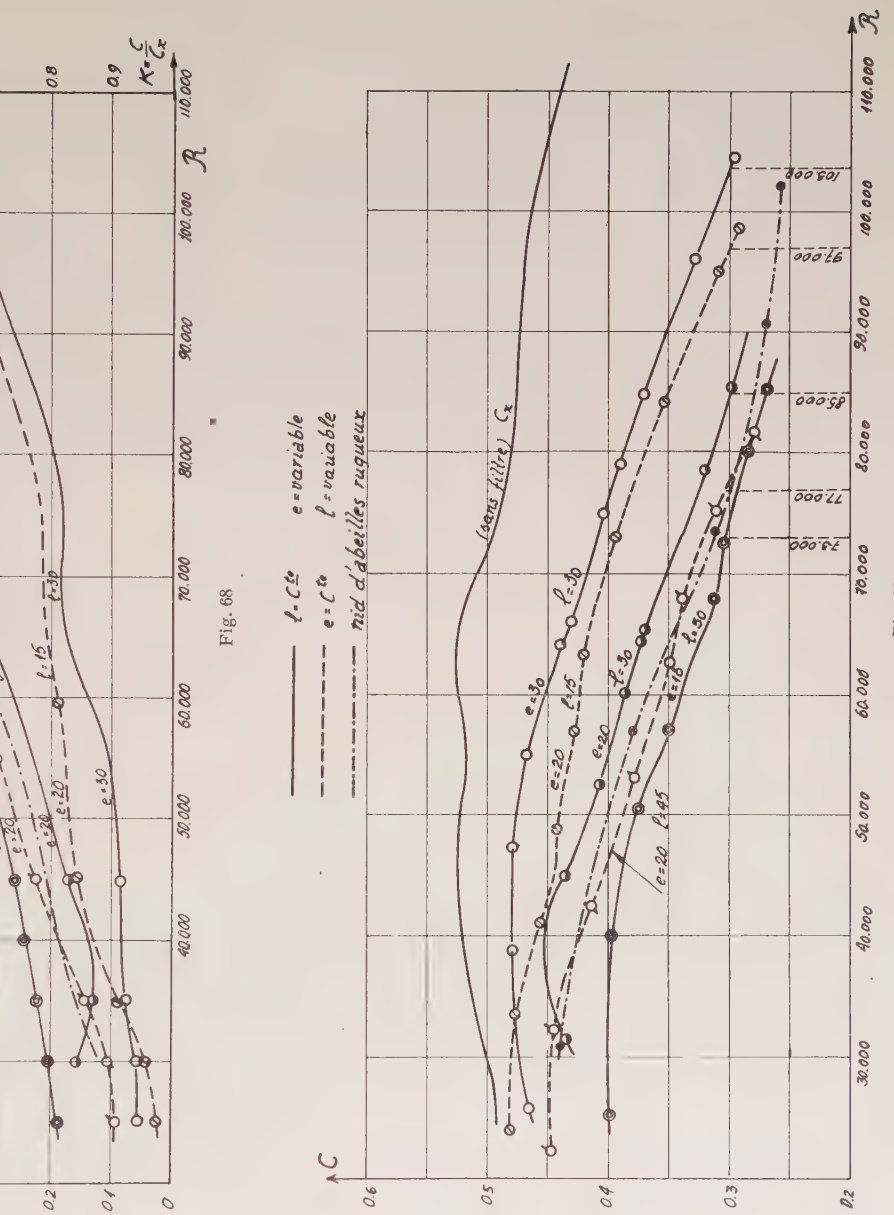
l = C te
e = variable
e = C te
l = variable
nid d'abeilles rugueux
(sans filtre) Cx
C
R
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
30.000
40.000
50.000
60.000
70.000
80.000
90.000
100.000
110.000
73.000
72.000
85.000
92.000
103.000
e=30
l=30
e=20
l=15
e=20
l=30
e=30
l=30
e=20
l=45
e=20
l=45

Fig. 69

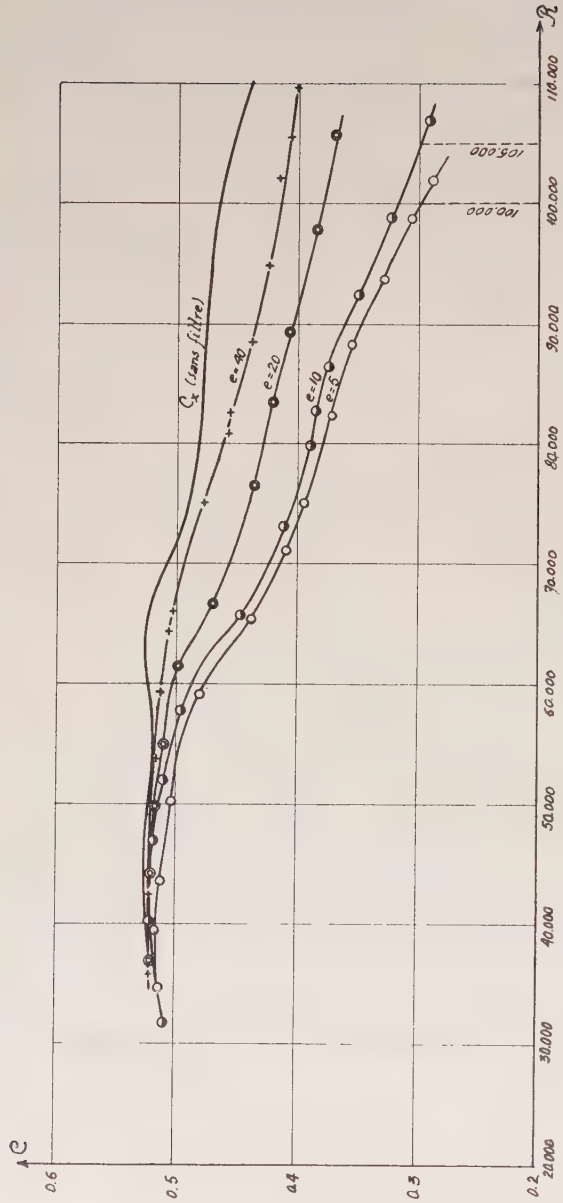
C
R
Cx (sans filtre)
e=40
e=20
e=10
e=5
105.000
100.000
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
20.000
30.000
40.000
50.000
60.000
70.000
80.000
90.000
100.000
110.000

Fig. 70

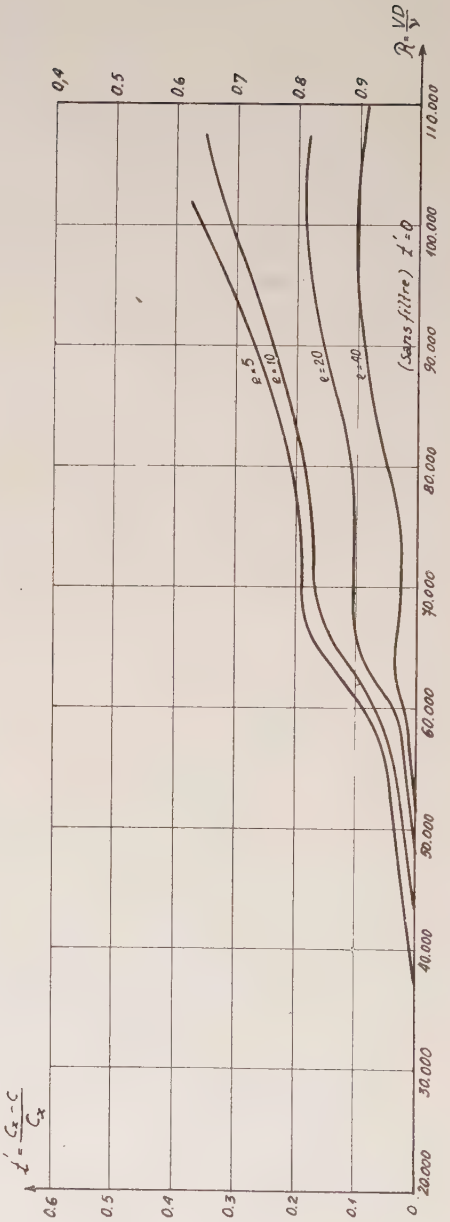
x' = (Cx - C) / Cx
R = VD/ν
e=5
e=10
e=20
e=40
(sans filtre) x'=0
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
20.000
30.000
40.000
50.000
60.000
70.000
80.000
90.000
100.000
110.000

Fig. 71

($l > 45$ mm), il donnerait une turbulence égale ou supérieure à celle du filtre serré ($e = 10$ mm, $l = 30$ mm).

Pour terminer cette étude, j'ai fait des essais sur des grillages composés de fils de même diamètre que l'épaisseur e' des tôles des nids d'abeilles précédents, — e variant de 5 à 40 mm.

3° *Grillages* $d = 0{,}3$ mm. — Les essais portèrent sur les grillages d'entre axes suivants : $e = 5$ mm, $e = 10$ mm, $e = 20$ mm, $e = 40$ mm. Je n'ai pu obtenir les nombres critiques $\mathcal{R}_c$ pour $e = 40$ et $e = 20$ mm, — les écoulements correspondants se rapprochent de l'écoulement sans filtre (grillages du premier type étudiés précédemment, paragraphe II (*fig.* 70 et 71).

Tableau VIII

Grillages : $d = 0{,}3$ mm			
l	$\mathcal{R}_c$	$t' = \frac{C_x - C}{C_x}$	$t = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$
mm			%
10	105 000	0,34	4,4
5	100 000	0,36	4,8

On remarque que le grillage $e = 10$ mm ($t = 4{,}4$ %) est environ deux fois moins turbulent que le nid d'abeilles de même entre axes $e = 10$ mm ($l = 30$ mm). Ce grillage équivaut au point de vue turbulence au nid d'abeilles ($e = 30$ mm, $l = 30$ mm).

V. — Correspondance de t' aux valeurs $\mathcal{R}_c$, t et $(t - t_x)$ pour $C = 0{,}3$ (fig. 7 et 73).

Les tableaux VI, VII, VIII donnent les courbes t' ($\mathcal{R}_c$) et t' (t) — relations entre le coefficient de turbulence $t' = \frac{C_x - C}{C_x}$ des filtres et le nombre de Reynolds critique $\mathcal{R}_c$ des sphères d'une part, et la turbulence relative $t = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$ d'autre part.

Réellement, il existe une famille de courbes à $C = \text{Cte}$, c'est suivant la convention adoptée par Prandtl et Dryden que l'on a pris $C = 0{,}3$ — à ce coefficient correspond $\mathcal{R}_c$. $\mathcal{R}_c$ variant de 60 000 à 110 000 (région critique des filtres étudiés), la courbe t' ($\mathcal{R}_c$) est une droite d'équation (sans dimension) :

$$t' = 0{,}56 - 2{,}1 \cdot 10^{-6}\, \mathcal{R}_c. \tag{5,2}$$

Pour $\mathcal{R}_c = 60\,000$, on a le maximum de t' — ce maximum 0,42 ne sera pas dépassé, quel que soit le filtre interposé, — évidemment pour un même coefficient de résistance $C = 0{,}3$.

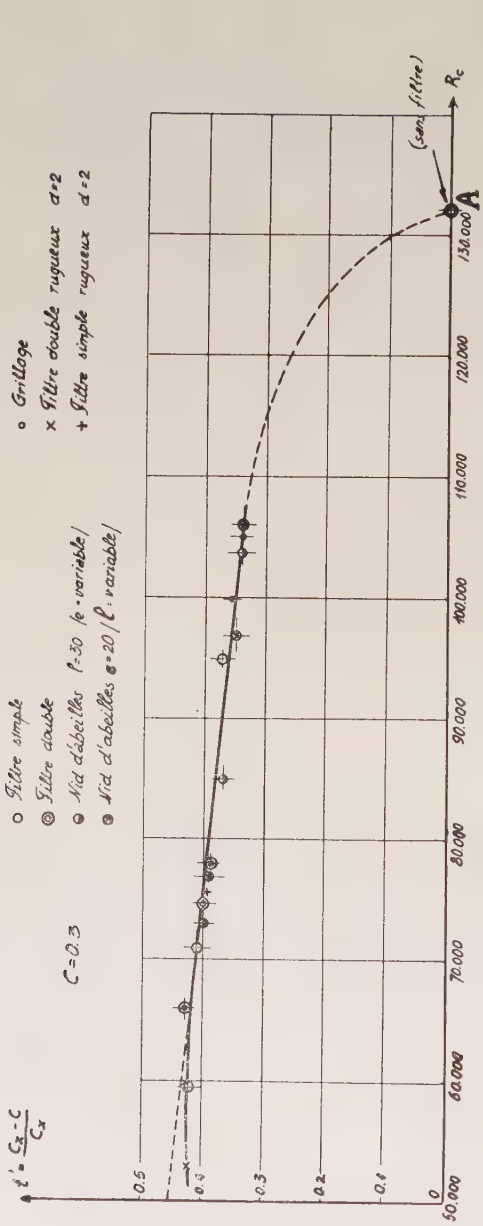
C=0.3
o Filtre simple
◎ Filtre double
● Vid d'abeilles P=30 (e variable)
● Vid d'abeilles e=20 (P variable)
o Grillage
× Filtre double rugueux d=2
+ Filtre simple rugueux d=2
(sans filtre)
A
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
50.000
60.000
70.000
80.000
90.000
100.000
110.000
120.000
130.000

Fig. 72

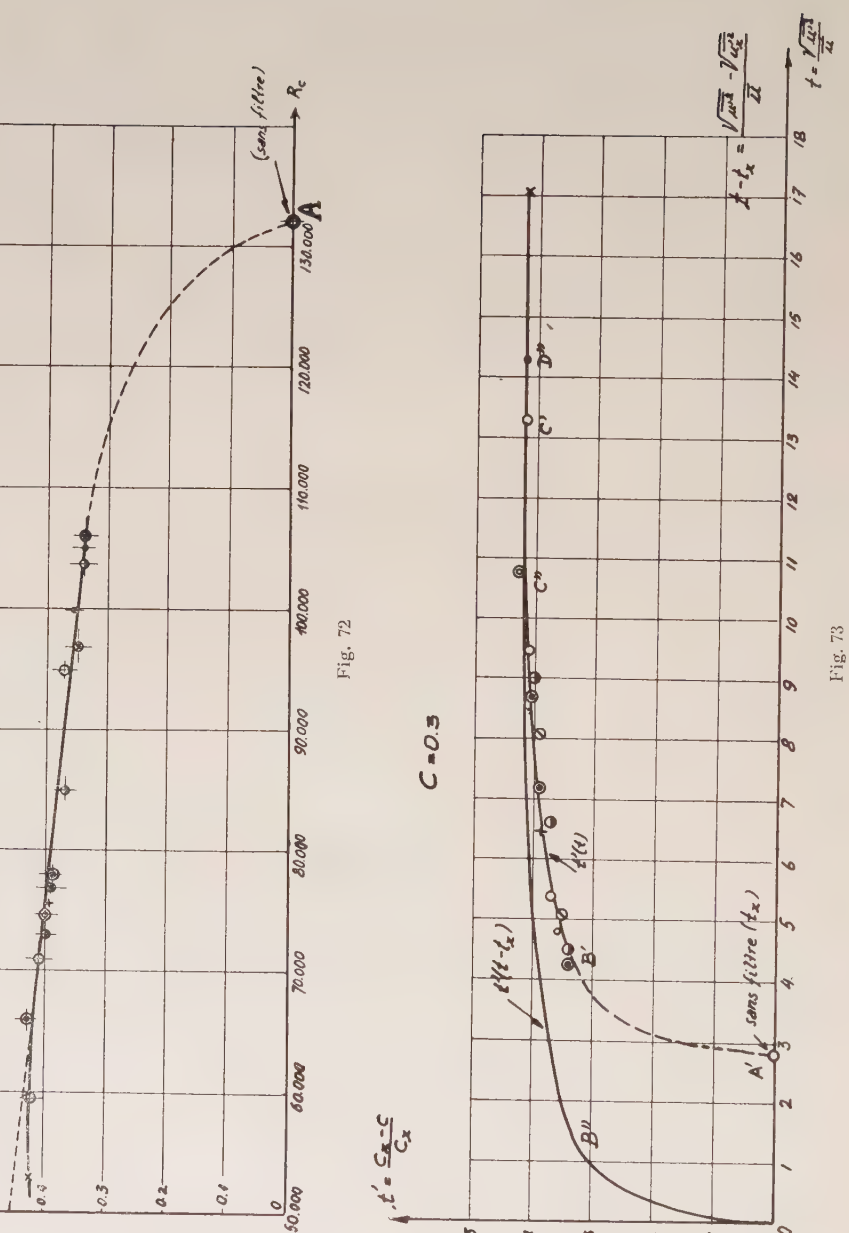
C=0.3
sans filtre
A'
B'
B''
C'
C''
D''
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18

Fig. 73

Le coefficient t' est constant pour $\mathcal{R}_c$ compris entre 50 000 et 60 000, et il tombe rapidement pour $\mathcal{R}_c > 110\,000$, jusqu'au point A situé sur l'axe des

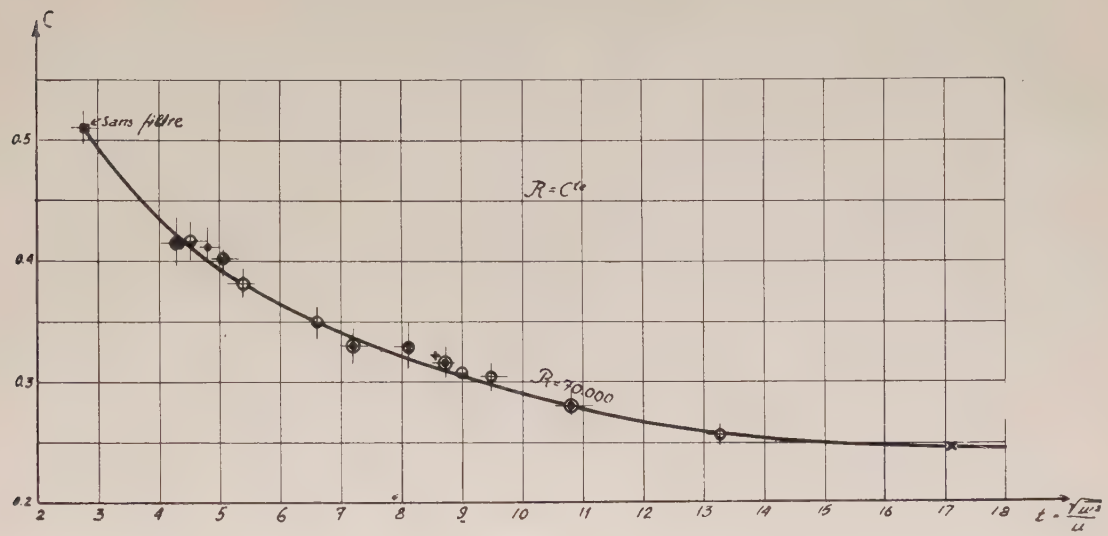

Fig. 74

abscisses. Ce dernier point correspond, en effet, au nombre critique de la sphère sans filtre à la sortie du collecteur, — par conséquent, $t' = 0$, car $C_x = 0{,}3$.

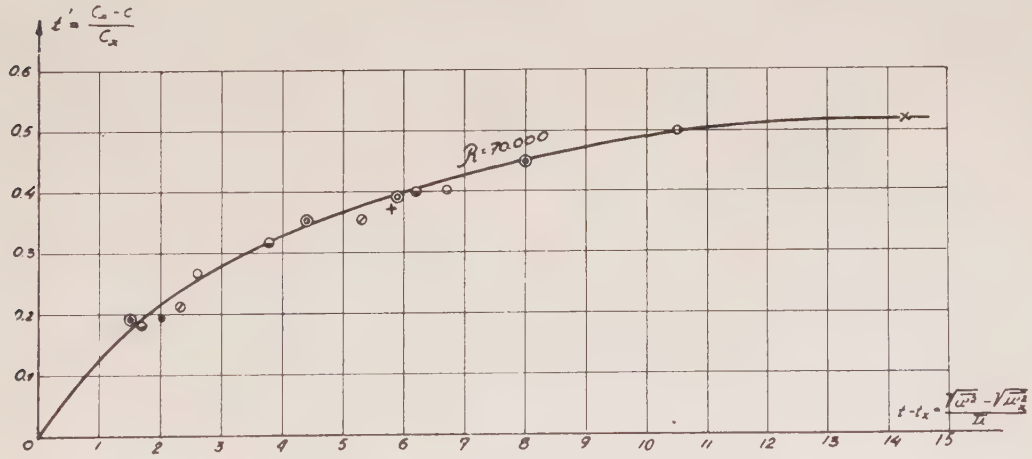

Fig. 75

La courbe $t'(t)$ (*fig.* 73) que l'on peut déduire de la précédente montre que pour une même coefficient de résistance ($C = 0{,}3$), le coefficient de turbulence t' croît rapidement pour une augmentation faible du degré de turbulence t. Les filtres ne deviennent réellement importants (dans notre cas), car cela dépend de la turbulence initiale de la soufflerie sans filtre), qu'à partir d'une turbulence de 4 %, le coefficient de turbulence du filtre correspondant étant 0,3.

La partie B′C′ de cette courbe (région critique des filtres étudiés) a pour équation :

$$(5,3)\quad \begin{cases} t' = 0{,}56 - \dfrac{0{,}46}{\sqrt{t}} \\ \text{pour} \quad c = 0{,}3. \end{cases} \qquad \text{avec} \quad \begin{cases} t = \dfrac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}} \\ t' = \dfrac{C_x - C}{C_x} = \dfrac{C_x - 0{,}3}{C_x}. \end{cases}$$

Equation déduite des formules (5, 1′), (5, 2).

On peut déduire de cette courbe $t'(t)$ par translation, la courbe $t'(t - t_x)$, il suffit de retrancher à chaque abscisse t la valeur du degré de turbulence $t_x = 2{,}8$ % de la soufflerie. Cette courbe est plus intéressante pour les filtres que la précédente, car elle donne directement la valeur du coefficient de turbulence t' de ceux-ci, en fonction de leur degré de turbulence « propre » :

$$(t - t_x) = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}} - \sqrt{\overline{u'^2}_x}}{\overline{u}}.$$

(voir début du chapitre III).

On voit par exemple que pour $t' = 0{,}32$, la turbulence réelle est de 4 %, alors que la turbulence propre du filtre est 1,2 %.

VI. — Turbulence exprimée à partir de $\mathcal{R} = \text{cte}$ *(fig. 74 et 75)*.

Pour une valeur constante du nombre de Reynolds $\mathcal{R}$, la valeur du coefficient de résistance C_x, sans filtre, est constant, — les valeurs de C avec filtres sont d'autant plus petites que les turbulences produites sont plus grandes (courbe $C(t)$), ce qui se traduit par une augmentation de t', — c'est ce que nous montre la courbe $t'(t - t_x)$.

Ces deux courbes correspondent au nombre de Reynolds $\mathcal{R} = 70\,000$, — on peut évidemment construire une famille de courbes $\mathcal{R} = \text{Cte}$. On remarque pour un degré de turbulence du filtre, supérieur à 12 %, que le coefficient de turbulence t' et, par suite, C varient peu, — dans cette région la turbulence n'agit presque plus sur les modèles expérimentés.

CHAPITRE VI

INFLUENCE de la PERTE de CHARGE NORMALISATION des TUNNELS

I.— Relation entre la perte de charge et la turbulence, dues aux filtres.

On sait que la perte de charge, c'est-à-dire la perte d'énergie par unité de volume est la différence :

$$\text{Pour une même vitesse } \overline{V} \begin{cases} 1^\circ \text{ sans filtre} \quad (1,1') \quad \xi_c = (p - p_0) - \dfrac{\rho\,\overline{V}^2}{2} \\ 2^\circ \text{ avec filtre} \quad (6,1) \quad \xi_f = (p - p_0)_f - \dfrac{\rho\,\overline{V}^2}{2} \end{cases}$$

$(p - p_0)$ dépression dans la chambre d'expérience (voir chapitre I soufflerie), $q = \dfrac{\rho\,\overline{V^2}}{2}$ = pression dynamique ou énergie cinétique par unité de volume, puisque ρ est la masse spécifique.

La perte de charge dans le collecteur ξ_c étant négligeable par rapport à ξ_f, le rapport $\xi_f/q = \dfrac{\xi_f}{\dfrac{\rho\,\overline{V}^2}{2}}$ est le coefficient de traînée du filtre, ou du grillage, interposé à la sortie du collecteur, autrement dit ce rapport est la perte de charge relative. Les courbes ξ/q (*fig.* 76), relatives aux filtres étudiés, sont données en fonction de l'entre axes e ou de la profondeur l suivant le cas, — et elles correspondent au nombre critique $\mathcal{R}_c$, c'est-à-dire au coefficient de résistance des sphères C = 0,3.

De plus, les valeurs consignées dans les tableaux VI, VII, VIII permettent de construire les courbes $\mathcal{R}_c$ et t en fonction de e (ou de l) (*fig.* 77 et 78), pour un même coefficient de résistance C = 0,3 (point critique des sphères). On pourra alors comparer facilement les filtres, — ainsi supposons que l'on veuille obtenir un nombre de Reynolds critique $\mathcal{R}_c = 80\,000$, — il correspond à une turbulence de 7,5 %. Les dimensions des filtres satisfaisant à cette condition sont données immédiatement par les courbes $\mathcal{R}_c$ (e ou l) ou t (e ou l).

D'autre part, les courbes $\dfrac{\xi_f}{q}$ (e ou l) (*fig.* 76) donnent les pertes de

charge relative pour chacun des filtres, — on choisira celui qui donne le minimum de ces pertes.

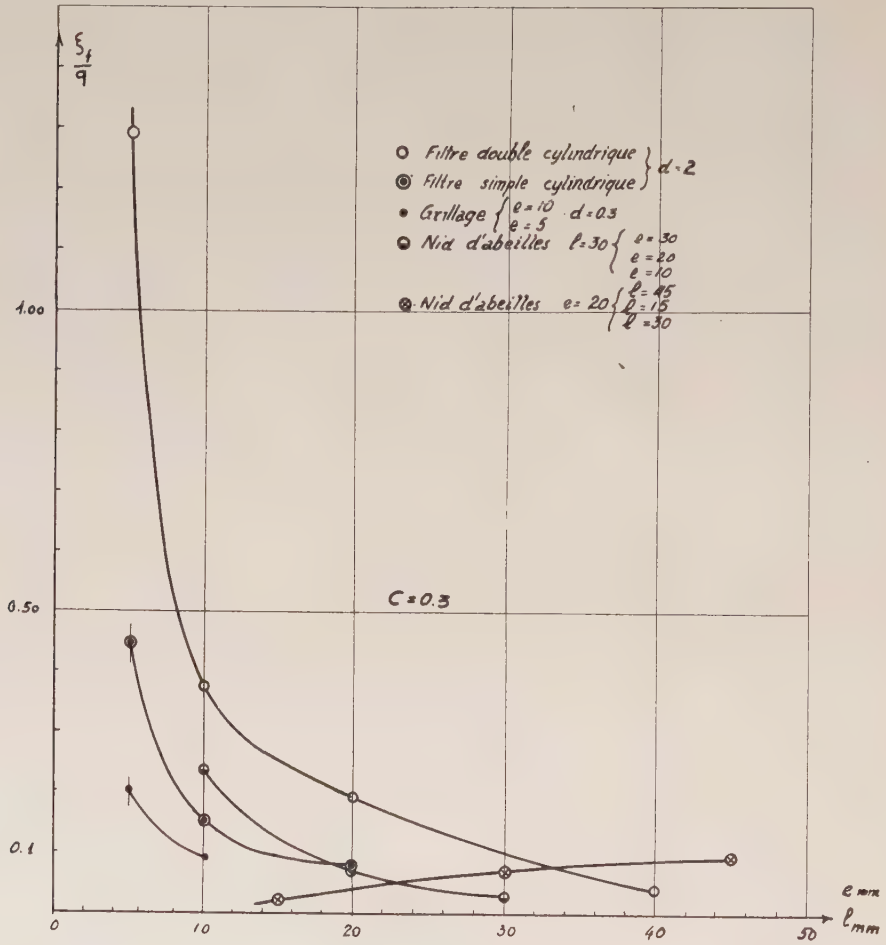

Fig. 76

Les résultats sont les suivants :

TABLEAU IX

FILTRES	DIMENSIONS	$\frac{\xi f}{q}$
— Simple (cylindres)	$d = 2$ mm, $e = 14$ mm	0,11
— Double (cylindres)	$d = 2$ mm, $e = 22{,}5$ mm	0,17
— Nid d'abeilles de profondeur constante	$l = 30$ mm, $e' = 0{,}3$ mm, $e = 16{,}5$ mm	0,11
— Nid d'abeilles d'entre axe constant	$l = 38{,}5$ mm, $e' = 0{,}3$ mm, $e = 20$ mm	0,09

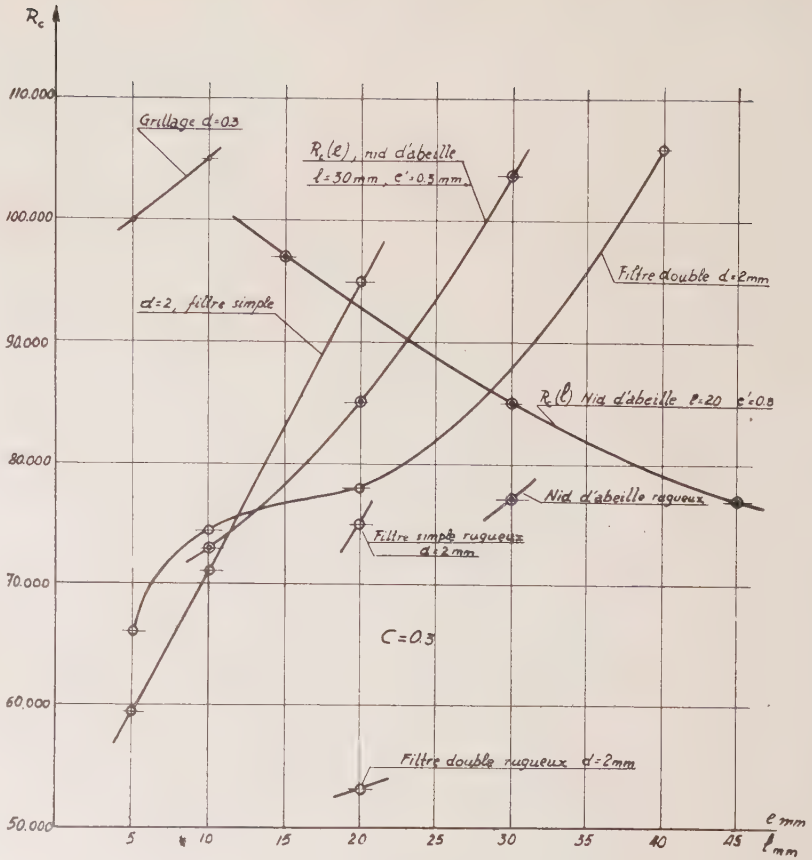
R_c
110.000
100.000
90.000
80.000
70.000
60.000
50.000
Grillage d=0.3
$R_c(e)$, nid d'abeille
l=30mm, e'=0.3mm
Filtre double d=2mm
d=2, filtre simple
$R_c(l)$ Nid d'abeille e=20 e'=0.3
Nid d'abeille rugueux
Filtre simple rugueux d=2mm
C=0.3
Filtre double rugueux d=2mm
5 10 15 20 25 30 35 40 45
e mm
l mm

Fig. 77

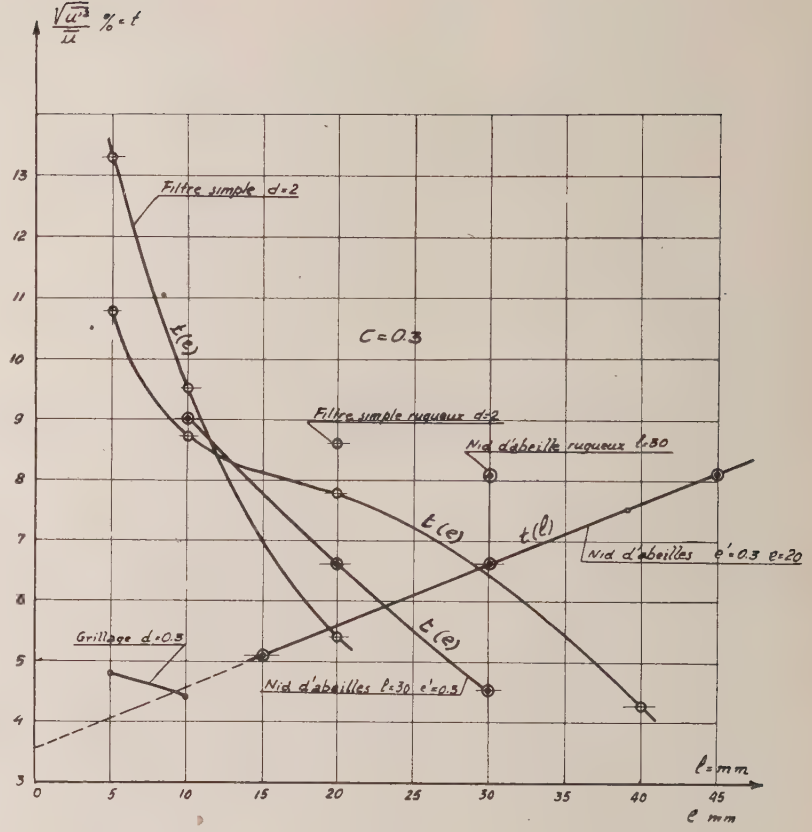
$\frac{\sqrt{u^2}}{u}$ % = t
13
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
Filtre simple d=2
t(e)
C=0.3
Filtre simple rugueux d=2
Nid d'abeille rugueux e=30
t(e)
t(l)
Nid d'abeilles e'=0.3 e=20
Grillage d=0.3
t(e)
Nid d'abeilles e=30 e'=0.3
0 5 10 15 20 25 30 35 40 45
l = mm
e mm

Fig. 78

Il en résulte pour une même turbulence que :

1° le filtre simple est supérieur au filtre double;

2° le nid d'abeilles d'entre axes constant, à profondeur variable, satisfait le mieux la condition ci-dessus.

L'exemple précédent montre que l'on peut facilement à l'aide de telles courbes, traiter tous les problèmes relatifs à la turbulence dues aux filtres. On

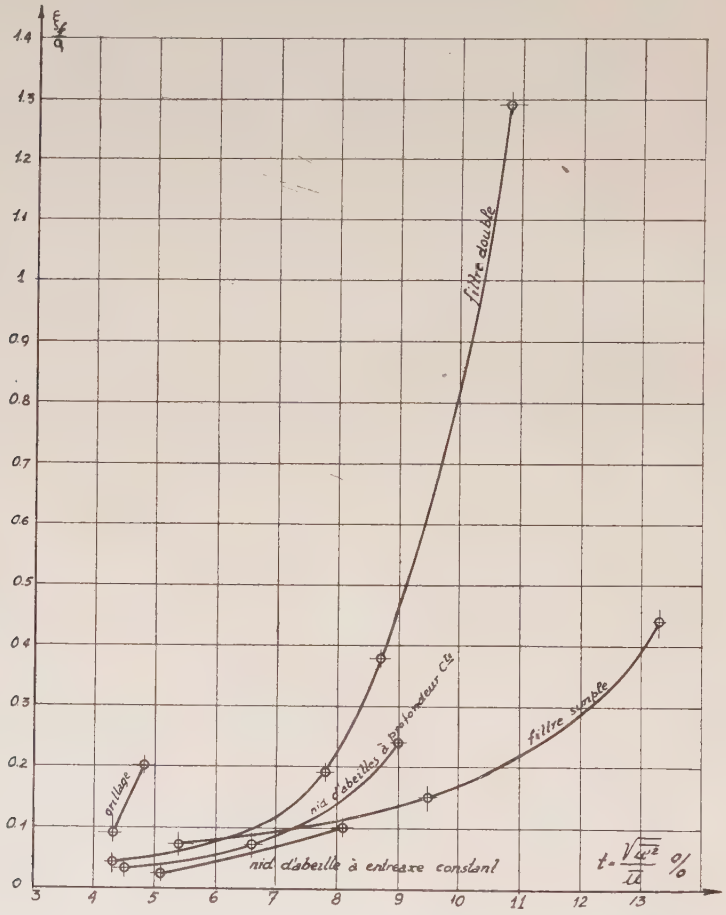

Fig. 79

pourra obtenir une *turbulence donnée*, ou, autrement dit, *un nombre de Reynolds critique des sphères donné*, par suite, il est possible de normaliser les tunnels, à condition toutefois, que leur turbulence initiale ne dépasse pas *la turbulence « type » ou « standard »* admise.

Relation entre la turbulence et la perte de charge. — Les courbes $\frac{\xi_f}{q}(t)$ (*fig.* 79) n'étant pas confondues, la perte de charge, c'est-à-dire la perte

d'énergie par unité de volume n'est pas entièrement transformée en turbulence, ce qui est normal, car d'autres variables interviennent, telles que : la chaleur, la viscosité, etc.

On remarque que les nids d'abeilles à entre axes constant donnent le meilleur écoulement, — la perte de charge varie linéairement avec la turbulence, au contraire, les grillages et les filtres doubles serrés donnent une grande perte de charge pour une turbulence relativement faible.

II.— Normalisation des tunnels.

Par analogie avec l'atmosphère « *standard* », il serait très utile de fixer par une convention nationale, ou même si possible, internationale, une *turbulence « type » ou « standard »* des tunnels. Les tunnels donneraient alors, pour un même modèle expérimenté, les mêmes résultats.

Le problème revient à construire des tunnels ayant une turbulence minimum, en suivant les nombreuses études récentes faites à ce sujet (Margoulis, Demontis, etc.), — il sera toujours facile par la suite de leur donner le degré de turbulence voulu en interposant à l'entrée du collecteur un nid d'abeilles de dimensions convenables, — alors que si initialement le tunnel est trop turbulent, on ne pourrait ramener sa turbulence à celle choisie qu'en modifiant certaines parties de sa construction.

Tout revient à choisir une turbulence relative « standard » ou, ce qui revient au même, choisir un nombre de Reynolds critique « standard » des sphères correspondant à un coefficient de résistance $C = 0{,}3$.

Pour se prononcer, le Service Technique devra étudier s'il y a intérêt ou non à réaliser une grande turbulence dans les essais en soufflerie.

Pratiquement, il est un fait que l'avion évolue dans une atmosphère toujours turbulente, — cette turbulence variant dans de grandes proportions — alors puisque la similitude s'impose dans les essais de modèles, il est donc logique d'employer un courant d'air assez turbulent.

En résumé — si la turbulence « type » est relativement faible, choisie de façon que tous les tunnels puissent être normalisés, on pourra, en suivant quelques auteurs tels que Dryden et Kuethe, recourir à l'emploi d'un anneau de fil entourant le modèle de façon à exalter à volonté la couche limite turbulente — au contraire, si la turbulence « type » choisie est assez grande, le courant d'air seul, est capable de rendre turbulente la couche limite du modèle expérimenté, il en résulte que l'obstacle précédent disposé sur celui-ci, est inutile. Le modèle n'étant pas modifié, les résultats expérimentaux sont sans doute beaucoup plus proches de la réalité. Ce qu'il y a de certain — c'est que la similitude est plus correctement observée.

Exemples de normalisation.

On adoptera dans chaque cas le nid d'abeilles à entre axes constant, car pour une même turbulence, il donne une perte de charge minimum.

Tableau X

$\mathcal{R}_c$ standard	$t = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}$ standard	Nids d'abeilles de profondeur constante : $e' = 0{,}3$ mm $l = 30$ mm		Nids d'abeilles entre axes constant : $e' = 0{,}3$ mm $e = 20$ mm	
		dimension e	ξ_f/q	dimension l	ξ_f/q
	%	mm		mm	
100 000	4,8	$e = 28{,}3$	0,035	$l = 12$	0,02
90 000	6	$e = 23$	0,055	$l = 23$	0,045
80 000	7,5	$e = 16{,}5$	0,11	$l = 38{,}5$	0,09

On peut calculer directement les dimensions l ou e connaissant la turbulence relative t. La courbe t (l) (*fig.* 78) à entre axes e constant, pour l compris entre 15 et 45 mm, est une droite d'équation :

$$t = 0{,}104\, l + 3{,}5 \text{ pour } \begin{cases} e' = 0{,}3 \text{ mm}, \\ e = 20 \text{ mm}. \end{cases} \tag{6,2}$$

La turbulence t étant exprimée en %, l en mm, — pour l'homogénéité, il faut que le coefficient de l ait la dimension L^{-1}. Pour $l = 0$ (sans filtre), l'équation précédente donne $t = 3{,}5$ % — valeur trop élevée puisque la valeur réelle n'est que de 2,8 %, — ce qui montre que la courbe cesse d'être une droite pour de faibles valeurs de l. De même, la courbe t (e) (*fig.* 78) à profondeur $l = \text{Cte}$ pour e compris entre 10 et 30 mm, est une droite d'équation (à une légère erreur près) :

$$t = -0{,}225.\, e + 11{,}2 \text{ pour } \begin{cases} e' = 0{,}3 \text{ mm}, \\ l = 30 \text{ mm}. \end{cases} \tag{6,3}$$

t exprimé en %, e en mm — dimension du coefficient de e : L^{-1}.

Ces deux équations vérifient les données du tableau n° X.

En résumé, on peut donc énoncer, sans toutefois trop dépasser les limites prescrites des dimensions des nids d'abeilles étudiés, que la turbulence est proportionnelle à la *profondeur* l, et qu'elle décroît linéairement avec l'entre axes e.

CONCLUSION

1. — Si l'on envisage le problème de la turbulence d'une manière générale en adoptant le point de vue moderne résolument statistique, l'interprétation des résultats expérimentaux se fera par la notion d'échelle — différente suivant le milieu étudié. Comme l'indique M. Kampé de Fériet (11) « se placer à une échelle donnée, c'est essentiellement renoncer à percevoir tout ce qui se passe à l'échelle inférieure ».

Le courant d'air turbulent créé par une soufflerie sera en plus petit, analogues aux grands courants atmosphériques — toutefois la longueur d'onde sensiblement constante du vent ne se remarque pas en soufflerie, au contraire, la plus grande confusion existe — et il semble que le désordre croît à mesure que l'on se rapproche de l'échelle moléculaire.

2. — La définition de Dryden et Kuethe portant sur la variation de vitesse en un point, manque de précision, car elle donne un degré de turbulence à un mouvement périodique par exemple — alors qu'on ne peut classer comme turbulent un tel mouvement. Pour améliorer cette définition, il semble que la « condition de turbulence » envisagée rempli son rôle. Elle est générale, parce qu'elle peut d'une part, donner la valeur de la turbulence relative et, d'autre part, indiquer dans tous les cas le degré de formation de la vraie turbulence, par la forme de la courbe de fréquence $p\,(u'^2)$.

Si cette courbe suit la loi de Gauss (courbe en cloche), la turbulence est entièrement développée, si elle est quelconque, le courant se trouve dans une région de *transition* qui est tourbillonnaire, — mélange de mouvements turbulents réels, à divers mouvements périodiques. A la limite, la courbe de fréquence se réduit à une droite parallèle à l'axe des u'^2 pour un mouvement périodique, et à un point situé sur l'axe des fréquences ($p = 1$, $u' = 0$) pour un courant laminaire.

La courbe en cloche marque nettement le caractère désordonné de la turbulence — caractère que la définition de Dryden et Kuethe ne précise pas.

Même si les résultats obtenus avec la capsule de Marey-Lafay ne valent pas ceux que l'on obtiendrait avec le fil chaud, la « *condition de turbulence* » reste comme base essentielle, et comme moyen le plus sûr de déterminer réellement si un courant est turbulent — supposons par hypothèse que la courbe en cloche trouvée expérimentalement soit $p\,(u')$ au lieu de $p\,(u'^2$ comme précédemment — cela reviendrait à prendre l'équation :

$$p = \frac{K}{\sqrt{\pi}}\, e^{-K^2 u'^2},$$

au lieu de (2,6) — seule la valeur de $\overline{u'^2}$ changerait, la formule (2, 8) serait remplacée par :

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{2\,K^2} \qquad \text{et} \qquad \sqrt{\overline{u'^2}} = \frac{1}{K\sqrt{2}}.$$

La turbulence absolue serait inversement proportionnelle à K — donc des conclusions identiques s'adapteraient à savoir — que la courbe en cloche s'applatit et devient de plus en plus large à mesure que croît la turbulence — que pour un mouvement périodique par exemple, la condition de turbulence n'est pas remplie, — que l'unité d'écart absolu est nul pour un courant laminaire.

3. — D'autre part, l'influence très notable de la turbulence sur la valeur du coefficient de résistance C des sphères donne une méthode de comparaison des tunnels et des filtres entre eux, au point de vue turbulence — méthode importante pratiquement — d'abord par sa simplicité, ensuite par l'idée très nette, même pour la valeur quantitative, qu'elle donne du degré de turbulence par la mesure du nombre critique de Reynolds correspondant au coefficient de résistance $C = 0{,}3$.

Il suffit, en effet, de connaître une fois pour toutes, la relation qui existe entre la turbulence et ce nombre critique — dans la technique la connaissance de ce dernier suffira amplement pour avoir des données justes sur le courant fluide utilisé.

La turbulence créée par des filtres agit sur le coefficient de résistance C des sphères d'une manière différente, — le coefficient C ne diminue pas brusquement comme dans le cas du tunnel sans filtre à la sortie du collecteur, mais décroît presque uniformément — décroissance uniforme uniquement due à l'action des tourbillons échappant des parois du filtre, sur le courant d'air. Ces tourbillons transforment systématiquement la couche limite laminaire de la sphère, en couche limite turbulente.

Le coefficient de turbulence des filtres défini à partir du coefficient de résistance C, a son utilité directe dans la comparaison des filtres entre eux, au point de vue de leur turbulence propre.

4. — Les résultats expérimentaux peuvent se classer en deux catégories.

a) *Résultats généraux* :

L'enregistrement des fluctuations de la vitesse donne la valeur du degré de turbulence, et la courbe de fréquence. On a vu l'utilité d'une telle courbe, qui donne un renseignement global sur la turbulence.

Loi de correspondance de la turbulence relative et du nombre critique de Reynolds, des sphères ($C = 0{,}3$). — Le produit de la turbulence relative (ou degré de turbulence) par le carré du nombre critique de Reynolds des sphères est *constant*.

Cette loi permet de connaître la turbulence par la mesure du nombre critique de Reynolds, cette mesure étant beaucoup plus simple et plus rapide que la mesure directe des fluctuations.

Loi de correspondance de la turbulence relative et du coefficient de résistance des sphères ($\mathcal{R}$ = Cte). — En exprimant la turbulence par la valeur du coefficient de résistance des sphères, pour un *nombre de* Reynolds *constant*, on constate que la courbe C $\left(\sqrt{\overline{u'^2}}/\bar{u}\right)$ a l'allure d'une hyperbole (*fig.* 74). D'où la remarque importante : pour un nombre de Reynolds donné, lorsque la turbulence dépasse une certaine limite ($t = 13$ % pour R = 70 000, cas des sphères) son influence sur le coefficient de résistance devient pratiquement négligeable — par conséquent, elle n'agit plus sur les modèles expérimentés.

b) *Résultats relatifs aux filtres.*

L'étude du développement de la turbulence à l'aval d'un filtre montre que : 1° le degré de turbulence est essentiellement variable dans la région aval du filtre, et qu'il ne devient constant qu'à une certaine distance critique dépendant des dimensions de celui-ci ; — 2° la turbulence moyenne dans cette région tourbillonnaire croît au début, passe par un maximum (turbulence non développée), puis décroît et tend à devenir constante à mesure que l'on s'éloigne du filtre.

On remarque aussi que le filtre double a l'avantage sur le filtre simple de provoquer plus vite le passage de la région tourbillonnaire à la région à turbulence constante.

Les résultats essentiels à retenir au sujet des filtres sont :

1° Le coefficient de résistance C décroît presque uniformément entre certaines limites du nombre de Reynolds (40 000 et 90 000).

2° Les valeurs du coefficient de turbulence t' indiquent que les filtres ont une grande influence sur le coefficient de résistance C, dans la région précédent le point critique. Aux grands nombres de Reynolds, leur influence diminue et peut même s'annuler.

3° Deux types de grillages : le grillage G_1 du premier type à mailles fines et serrées, et moins turbulent que le grillage G_2 du second type, à mailles larges constituées par du gros fil.

La courbe C ($\mathcal{R}$) du grillage G_2 est analogue à celle des filtres ordinaires, tandis que celle du grillage G_1 a tendance à suivre la courbe C_x ($\mathcal{R}$) (sans filtre), — au point critique, on remarque une chute brusque de C.

4° Pour les filtres simples et doubles, la turbulence créée dépend de la disposition des cylindres — pour un nombre de cylindres donné, la turbulence maximum est obtenue avec le filtre simple.

D'autre part, pour une certaine valeur de l'entre axes e, le filtre simple constitué de n cylindres est plus turbulent que le filtre double constitué de $2n$ cylindres.

5° Le nid d'abeilles à profondeur variable, les autres dimensions restant constantes, est le filtre de meilleur rendement, car pour une turbulence donnée sa perte de charge est minimum.

6° Le filtre rugueux est plus turbulent que le filtre simple de mêmes dimensions.

7° La loi qui lie le coefficient de turbulence t' au nombre critique $\mathcal{R}_c$ $(C = 0{,}3)$ est linéaire dans la région critique des filtres étudiés. La loi de correspondance de la turbulence t et du nombre critique $\mathcal{R}_c$ permet de passer facilement de t' $(\mathcal{R}_c)$ à t' (t).

8° La normalisation des tunnels est possible, il suffit de leur donner le même nombre critique « standard » en interposant à l'entrée du collecteur un nid d'abeilles de dimensions appropriées.

BIBLIOGRAPHIE

(1) Rebuffet. — Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air (n° 5).

(2) Bouasse. — Jets — Tubes et canaux, p. 50.

(3) M. Lafay. — Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air n° 79 (1935).

(4) Boussinesq. — Essai sur la théorie des eaux courantes. Mém. Sav. Etr. Acad. Sc., Paris, t. XXIII, p. 1-680, 1877.

Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides, Paris, 1897.

(5) Sadron. — Turbulence et frottement turbulent. Théorie de Karman. Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air n° 65.

(6) Reynolds. — Transactions Roy. Soc., London, Vol. A, 186, 1893.

(7) Prandtl. — Zeitschrit für Angew. Math. und. Mech., Vol. 5, 1925.

(8) Taylor. — Proc. Roy., London, Vol. A, 135, 1932.

(9) Karman. — Nachrichten Gesellschaft Wiss, Göttingen, 1930.

Hydrodynamische probl. des Schisfs, Hambourg, 1932.

Journol of the aeronautical sciences, Vol. I, 1934.

(10) Debedant, Schereschewsky et Wehrlé. — Sur la similitude statistique dans les mouvements turbulents des fluides. *C. R.* Acad. Sc., t. 198, p. 1 571, 1934.

Le maximum de probabilité dans les mouvements permanents, application à la turbulence. *C. R.* Acad. Sc., t. 200, p. 203, 1935.

(11) Kampé de Fériet. — La turbulence atmosphérique. — Journées Techniques Internationales de l'Aéronautique, 1936.

(12) Kampé de Fériet. — L'état actuel du problème de la turbulence. Science Aérienne, vol. III, n° 1, 1934, et vol. IV, n° 1, 1935.

(13) Docteur Magnan. — Le vol des oiseaux et le vol des avions. Bulletin Technique n° 74, 1931 (Services Techniques de l'Aéronautique).

(14) Bulletin Technique 1924, n° 21, p. 34 (Serv. Tech. de l'Aér.).

(15) Dryden. — Aircreft Engineering, janvier 1932, fiche aéronautique Ba. I 1 650 (turbulence dans les tunnels aérodynamiques).

(16) Dryden et Kuethe. — N.A.C.A. Tech. Rep. n° 342, p. 28, 1930.

(17) Darmois. — Statistique mathématique (1928), Paris, Librairie Octave Doin, 8, place de l'Odéon.

(18) Emile Borel et Robert Deltheil. — Probabilités, erreurs, Collection Armand Colin.

(19) Wieselberger. — « Der Luftwiderstand von Kugeln » (Zeitschrif für Flugtechnick und Motorluftschiffahrt n° 9, 16 mai 1914).

(20) Bulletin Technique n° 19 (1924).

(21) Dryden. — N.A.C.A. Techn. Rep. n° 392 (1931).

N.AC.A., Techn. Rep. n° 392 (1931).

(22) Prandtl. — Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, vol. IV, chap. 3, sect. 13, p. 106-108.

(23) Dryden et Kuethe. — N.A.C.A., Tech. Rep. n° 342 (1932).

(24) Karman. — Journées Techniques Internationales de l'Aéronautique, Paris (1933).

(25) Toussaint et Abrial. — Rapport I.A.T. n° 4 (1920).

(26) Toussaint, Abrial et Mazan. — Rapport I.A.T. n° 17 (1920).

(27) Flachsbart. — Nouvelles recherches sur la résistance aérodynamique des sphères. Phys. Zeitschrif, 28, 1927, p. 461.

(28) Foch. — Introduction à la Mécanique des Fluides (collection Armand Colin, 1932, p. 121).

(29) Richardson. — Appareils à fil chaud, Paris, 1934, p. 35.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

ÉTUDE MONOGRAPHIQUE DES GRANDES SOUFFLERIES MODERNES

Vu et approuvé :

Caen, le 17 Juin 1938

Le Doyen de la Faculté des Sciences

BLANC

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Caen,

DAURE